

UNIVERSITÉ DE SHERBROOKE
Faculté de génie
Département de génie civil

SIMULATION DYNAMIQUE DU
FLOTTEMENT D'UN PONT ÉLANCÉ À
L'AIDE DE COEFFICIENTS
INSTATIONNAIRES TEMPORELS

Mémoire de maîtrise
Spécialité : génie civil

Sébastien MAHEUX

Jury : Sébastien LANGLOIS (directeur)
Frédéric LÉGERON (codirecteur)
Hachimi FELLOUAH
Elena DRAGOMIRESCU

RÉSUMÉ

L'utilisation, par les ingénieurs, de portées principales de plus en plus grandes pour les ponts suspendus ou haubanés fait de l'interaction vent-structure un phénomène d'importance lors de la conception de ces ponts. Effectivement, des portées plus grandes amènent une augmentation de la flexibilité de leur tablier, ce qui les rend plus vulnérables aux instabilités aérodynamiques telles que le flottement, un phénomène auto-excité causant de grands mouvements du tablier et pouvant mener à la ruine du pont. C'est la formulation de Scanlan qui est la plus utilisée pour représenter les forces auto-excitées dans l'étude du flottement des ponts. Cette formulation ne permet pas la réalisation d'une étude du flottement en tenant compte des non-linéarités structurales et aérodynamiques. Par contre, les ponts élancés sont des structures qui ont un comportement structural non linéaire. De plus, plusieurs études ont démontré la non-linéarité des forces auto-excitées. Pour des prédictions du flottement plus réalistes, ces non-linéarités devraient être incluses dans des simulations temporelles notamment en utilisant des formulations temporelles des forces auto-excitées. Les formulations temporelles existantes comme les fonctions indicielles et les fonctions rationnelles sont difficiles à mettre en œuvre. Ce projet a donc pour but de développer une nouvelle représentation des forces auto-excitées dans le domaine temporel.

Pour mieux comprendre le comportement non linéaire des forces auto-excitées, des essais sectionnels en soufflerie en régime forcé harmonique ont été réalisés pour le pont est du Grand Belt, un pont suspendu, dans le but d'étudier l'effet de l'échelle, de la vitesse du tablier et de l'amplitude du mouvement sur les coefficients instationnaires de la formulation de Scanlan. Il est montré que l'adimensionnalisation utilisée dans la formulation de Scanlan est valide par rapport à la dimension du tablier. Par contre, il a été trouvé que les coefficients instationnaires montrent un comportement non linéaire par rapport à ces deux paramètres, mais plus particulièrement pour la vitesse du tablier. Puisque les coefficients instationnaires ont un comportement non linéaire par rapport à un paramètre temporel comme la vitesse du tablier, un nouveau modèle temporel des forces auto-excitées basé sur des coefficients instationnaires temporels qui sont fonction de la vitesse et de l'accélération du tablier a été développé. Ces coefficients instationnaires temporels ont été obtenus à partir d'essais en régime forcé cyclique à vitesse absolue constante et à accélération absolue constante. Ce modèle a été utilisé pour réaliser des simulations temporelles du flottement à échelle réelle. La vitesse de flottement prédite avec l'approche des coefficients instationnaires temporels concorde bien avec la vitesse de flottement expérimentale et celle prédite en utilisant la formulation de Scanlan.

Mots-clés : Dynamique temporelle, Pont élancé, Aéroélasticité, Flottement, Soufflerie, Essais sectionnels, Coefficients instationnaires.

REMERCIEMENTS

Tout d’abord, je tiens à remercier Sébastien Langlois, mon directeur, de m’avoir donné l’opportunité de réaliser ce projet de maîtrise portant sur les ponts. Merci d’avoir pris le temps d’échanger avec moi à propos de mon projet et de m’avoir laissé une grande liberté quant à la réalisation de celui-ci.

Merci à Frédéric Légeron, mon codirecteur, pour son intérêt et son implication dans ce projet, et ce, même après avoir choisi de relever de nouveaux défis. Merci pour les échanges que nous avons eus malgré la distance nous séparant.

J’aimerais aussi remercier les évaluateurs de ce mémoire pour leur implication.

Pour son aide indispensable à la construction des maquettes et à la préparation des essais en soufflerie, je tiens également à remercier Frédéric Turcotte. Merci pour l’ardeur au travail et le souci du détail dont tu as fait preuve pendant ce projet.

Je voudrais également remercier Simon Prud’homme de m’avoir initié à la réalisation d’essais en soufflerie pour les ponts. De plus, je voudrais lui dire merci d’avoir pris le temps d’échanger avec moi sur mon projet de maîtrise et d’avoir répondu à mes questions lors de mes essais expérimentaux.

Pour leur participation à la construction des maquettes et pour leur aide lors des essais expérimentaux, je tiens à remercier Marc-Oliver Talbot et Bassem Kaabya. Pour son aide lors des essais en soufflerie, je voudrais remercier Geneviève Gravel.

Je tiens à remercier les professeurs Hachimi Fellouah et Alain Desrochers du Département de génie mécanique de l’Université de Sherbrooke de m’avoir permis d’utiliser leurs installations pour mes essais expérimentaux.

J’aimerais remercier le CRSNG et le FRQNT pour leur soutien financier, sans quoi ce projet n’aurait pu être réalisé.

Je remercie les membres de ma famille pour leur soutien, leur encouragement, mais plus particulièrement pour leur compréhension.

Finalement, j’aimerais exprimer ma gratitude à Solveig Isabel-Doyon pour son soutien et sa patience pendant cette maîtrise. J’aimerais aussi lui dire merci pour son aide tout au long de ce projet, notamment pour les essais expérimentaux. Ses encouragements m’ont permis de me surpasser et m’ont aidé à atteindre mes objectifs.

TABLE DES MATIÈRES

1	INTRODUCTION	1
1.1	Mise en contexte et problématique	1
1.2	Définition du projet de recherche	2
1.3	Objectifs du projet de recherche	3
1.4	Contributions originales	3
1.5	Plan du document	3
2	ÉTAT DE L'ART	5
2.1	Essais en soufflerie	6
2.1.1	Essais sectionnels	6
2.1.2	Essais aéroélastiques	7
2.1.3	Analyse dimensionnelle et similitude	7
2.2	Phénomènes aérodynamiques et aéroélastiques	9
2.2.1	Forces aérodynamiques	9
2.2.2	Divergence en torsion	10
2.2.3	Vibrations induites par le détachement tourbillonnaire	10
2.2.4	Galop	10
2.2.5	Ballotement	11
2.2.6	Flottement	15
2.2.7	Représentation non linéaire des forces auto-excitées	23
2.3	Analyse du flottement d'un pont complet	28
2.3.1	Modélisation	29
2.3.2	Forces aérodynamiques et aéroélastiques	32
2.3.3	Méthodes de résolution	32
2.3.4	Étude non linéaire du flottement d'un pont complet	33
2.4	Récapitulatif de l'état de l'art	34
3	ESSAIS EXPÉRIMENTAUX PRÉLIMINAIRES	35
3.1	Démarche pour l'effet des paramètres d'extraction	35
3.2	Pont sélectionné pour les essais	36
3.3	Équipements expérimentaux	38
3.3.1	Soufflerie	38
3.3.2	Montage pour les essais sectionnels	40
3.4	Construction des maquettes	42
3.5	Écoulement pour les essais en soufflerie	43
3.6	Coefficients aérodynamiques	44
3.6.1	Méthodologie	44
3.6.2	Résultats	45
3.7	Essais de stabilité	46
3.7.1	Méthodologie	46
3.7.2	Résultats	48

3.8	Coefficients instationnaires en régime libre	50
3.8.1	Méthodologie	50
3.8.2	Résultats	51
3.9	Coefficients instationnaires en régime forcé	52
3.9.1	Méthodologie	52
3.9.2	Détails sur la présentation des coefficients instationnaires	55
3.9.3	Comparaison entre régime libre et régime forcé	56
3.9.4	Effet de l'échelle sur les coefficients instationnaires	58
3.9.5	Effet de la vitesse RMS sur les coefficients instationnaires	62
3.10	Récapitulatif des essais expérimentaux préliminaires	71
4	COEFFICIENTS INSTATIONNAIRES TEMPORELS	73
4.1	Démarche pour un nouveau modèle temporel	73
4.2	Essais en régime forcé à vitesse absolue constante et à accélération absolue constante	74
4.2.1	Procédure d'essai	75
4.2.2	Méthode d'identification des coefficients instationnaires	77
4.2.3	Paramètres d'essai	77
4.3	Détails sur la présentation des coefficients instationnaires	79
4.4	Comparaison entre les coefficients instationnaires en régime forcé harmonique et en régime forcé à vitesse absolue constante	80
4.5	Modèle des forces auto-excitées basé sur les coefficients instationnaires temporels	84
4.6	Effet de l'échelle sur les coefficients instationnaires temporels	86
4.7	Effet de la vitesse et de l'accélération sur les coefficients instationnaires temporels	93
4.8	Coefficients instationnaires temporels à partir d'essais en régime forcé har- monique	102
4.9	Récapitulatif pour les coefficients instationnaires temporels	107
5	SIMULATION TEMPORELLE DU FLOTTEMENT	109
5.1	Démarche de validation de l'approche temporelle	109
5.2	Calcul des forces auto-excitées à l'aide des coefficients instationnaires temporels	110
5.3	Coefficients instationnaires simulés à l'aide des coefficients instationnaires temporels	111
5.3.1	Méthodologie	111
5.3.2	Résultats	112
5.4	Prédiction du flottement	116
5.4.1	Méthodologie	116
5.4.2	Résultats	118
5.5	Simulation de lâchers	122
5.5.1	Méthodologie	123
5.5.2	Résultats	123
5.6	Récapitulatif de la simulation du flottement	125

6	CONCLUSION	127
6.1	Sommaire	127
6.2	Contributions	128
6.3	Travaux futurs	128
A	VÉRIFICATION DES ÉQUIPEMENTS EXPÉRIMENTAUX	131
A.1	Profil de vitesse de la soufflerie	131
A.2	Vérification de la calibration de l'électro-manomètre	134
A.3	Vérification de la calibration du montage pour essais sectionnels	135
A.3.1	Calibration des capteurs laser de déplacement	135
A.3.2	Vérification de la calibration des cellules de charge	135
A.4	Autres vérifications	138
B	MÉTHODE D'EXTRACTION DES COEFFICIENTS INSTATIONNAIRES EN RÉGIME FORCÉ	139
B.1	Approche générale de la méthode d'extraction	139
B.2	Essais en régime forcé harmonique	141
B.3	Essais en régime forcé à vitesse absolue constante	141
B.4	Essais en régime forcé à accélération absolue constante	142
C	VÉRIFICATION DES CONFIGURATIONS VERTICALES DES ESSAIS EN RÉGIME FORCÉ	143
C.1	Méthodologie pour la vérification des configurations verticales	143
C.2	Essais en régime forcé harmonique	143
C.3	Essais en régime forcé à vitesse absolue constante	146
C.4	Essais en régime forcé à accélération absolue constante	148
D	FORCES AUTO-EXCITÉES ET INERTIELLES POUR LES ESSAIS EN RÉGIME FORCÉ	151
D.1	Méthodologie pour la comparaison des forces auto-excitées et inertielles	151
D.2	Comparaison pour les essais en régime forcé harmonique	152
E	RÉSULTATS BRUTS DES COEFFICIENTS INSTATIONNAIRES	155
E.1	Coefficients instationnaires de la maquette GB3 en régime libre	155
E.2	Coefficients instationnaires de la maquette GB1 en régime forcé	157
E.3	Coefficients instationnaires de la maquette GB2 en régime forcé	160
E.4	Coefficients instationnaires de la maquette GB3 en régime forcé	163
F	RÉSULTATS BRUTS DES COEFFICIENTS INSTATIONNAIRES TEMPORELS	169
F.1	Coefficients instationnaires temporels de la maquette GB1 en régime forcé	169
F.2	Coefficients instationnaires temporels de la maquette GB2 en régime forcé	173
F.3	Coefficients instationnaires temporels de la maquette GB3 en régime forcé	176
G	ADIMENSIONNALISATION DES COEFFICIENTS INSTATIONNAIRES TEMPORELS	179

G.1	Coefficients instationnaires temporels relatifs au déplacement	179
G.2	Coefficients instationnaires temporels relatifs à la vitesse	180
G.3	Coefficients instationnaires temporels relatifs à l'accélération	181
H	SCHÉMA D'INTÉGRATION NUMÉRIQUE NON LINÉAIRE	183
	LISTE DES RÉFÉRENCES	185

LISTE DES FIGURES

2.1	Essais en soufflerie pour les ponts	6
2.2	Forces aérodynamiques sur un tablier de pont	9
2.3	Schéma pour l'hypothèse quasi statique	11
2.4	Forces auto-excitées sur un tablier de pont	16
2.5	Étude des non-linéarités des coefficients instationnaires	24
2.6	Comportement hystérétique des coefficients des forces aérodynamiques . . .	25
2.7	Modèles par éléments finis de ponts élancés	31
2.8	Modèle d'un tablier par bandes finies	32
3.1	Pont est du Grand Belt	37
3.2	Schéma de la soufflerie	38
3.3	Grillage pour la turbulence	39
3.4	Position des tubes de Pitot	39
3.5	Montage pour les essais sectionnels	40
3.6	Positionnement des instruments de mesure de la balance	41
3.7	Maquettes du pont est du Grand Belt	42
3.8	Coefficients aérodynamiques pour un écoulement peu turbulent ($Re = 220\ 000$)	45
3.9	Coefficients aérodynamiques pour un écoulement turbulent ($Re = 200\ 000$)	46
3.10	Montage configuré pour les essais en régime libre	47
3.11	Courbes de stabilité de la maquette GB3 (échelle réelle)	49
3.12	Mécanisme de lâcher	51
3.13	Montage configuré pour les essais en régime forcé	53
3.14	Comparaison des coefficients instationnaires de la maquette GB3 relatifs au déplacement vertical pour un écoulement peu turbulent (régime libre vs régime forcé)	57
3.15	Comparaison des coefficients instationnaires de la maquette GB3 relatifs à la rotation pour un écoulement peu turbulent (régime libre vs régime forcé)	58
3.16	Effet de l'échelle sur les coefficients instationnaires relatifs au déplacement horizontal pour un écoulement peu turbulent (régime forcé)	59
3.17	Effet de l'échelle sur les coefficients instationnaires relatifs au déplacement vertical pour un écoulement peu turbulent (régime forcé)	60
3.18	Effet de l'échelle sur les coefficients instationnaires relatifs à la rotation pour un écoulement peu turbulent (régime forcé)	61
3.19	Effet de la vitesse RMS sur les coefficients instationnaires de la maquette GB3 relatifs au déplacement horizontal pour un écoulement peu turbulent (régime forcé)	63
3.20	Effet de la vitesse RMS sur les coefficients instationnaires de la maquette GB3 relatifs au déplacement vertical pour un écoulement peu turbulent (régime forcé)	64
3.21	Effet de la vitesse RMS sur les coefficients instationnaires de la maquette GB3 relatifs à la rotation pour un écoulement peu turbulent (régime forcé) . . .	65

3.22	Effet de la vitesse RMS sur les coefficients instationnaires sous la forme dimensionnelle de la maquette GB3 relatifs au déplacement horizontal pour un écoulement peu turbulent (régime forcé)	67
3.23	Effet de la vitesse RMS sur les coefficients instationnaires sous la forme dimensionnelle de la maquette GB3 relatifs au déplacement vertical pour un écoulement peu turbulent (régime forcé)	68
3.24	Effet de la vitesse RMS sur les coefficients instationnaires sous la forme dimensionnelle de la maquette GB3 relatifs à la rotation pour un écoulement peu turbulent (régime forcé)	69
3.25	Effet de la vitesse RMS sur les coefficients instationnaires H_5 et A_2 de la maquette GB3 pour un écoulement peu turbulent (régime forcé)	70
3.26	Effet de l'amplitude sur les coefficients instationnaires H_5 et A_2 de la maquette GB3 pour un écoulement peu turbulent (régime forcé)	70
4.1	Mouvement des essais en régime forcé pour les coefficients instationnaires temporels	76
4.2	Comparaison des coefficients instationnaires sous la forme dimensionnelle de la maquette GB3 relatifs au déplacement horizontal pour un écoulement peu turbulent (régime forcé harmonique vs régime forcé à vitesse absolue constante)	81
4.3	Comparaison des coefficients instationnaires sous la forme dimensionnelle de la maquette GB3 relatifs au déplacement vertical pour un écoulement peu turbulent (régime forcé harmonique vs régime forcé à vitesse absolue constante)	82
4.4	Comparaison des coefficients instationnaires sous la forme dimensionnelle de la maquette GB3 relatifs à la rotation pour un écoulement peu turbulent (régime forcé harmonique vs régime forcé à vitesse absolue constante) . . .	83
4.5	Effet de l'échelle sur les coefficients instationnaires temporels sous la forme dimensionnelle relatifs au déplacement horizontal pour un écoulement peu turbulent (régime forcé)	87
4.6	Effet de l'échelle sur les coefficients instationnaires temporels sous la forme dimensionnelle relatifs au déplacement vertical pour un écoulement peu turbulent (régime forcé)	88
4.7	Effet de l'échelle sur les coefficients instationnaires temporels sous la forme dimensionnelle relatifs à la rotation pour un écoulement peu turbulent (régime forcé)	89
4.8	Effet de l'échelle sur les coefficients instationnaires temporels relatifs au déplacement horizontal pour un écoulement peu turbulent (régime forcé) .	90
4.9	Effet de l'échelle sur les coefficients instationnaires temporels relatifs au déplacement vertical pour un écoulement peu turbulent (régime forcé) . . .	91
4.10	Effet de l'échelle sur les coefficients instationnaires temporels relatifs à la rotation pour un écoulement peu turbulent (régime forcé)	92
4.11	Effet de la vitesse et de l'accélération sur les coefficients instationnaires temporels sous la forme dimensionnelle de la maquette GB3 relatifs au déplacement horizontal pour un écoulement peu turbulent (régime forcé) .	94

4.12	Effet de la vitesse et de l'accélération sur les coefficients instationnaires temporels sous la forme dimensionnelle de la maquette GB3 relatifs au déplacement vertical pour un écoulement peu turbulent (régime forcé) . . .	95
4.13	Effet de la vitesse et de l'accélération sur les coefficients instationnaires temporels sous la forme dimensionnelle de la maquette GB3 relatifs à la rotation pour un écoulement peu turbulent (régime forcé)	96
4.14	Effet de la vitesse RMS sur les coefficients instationnaires temporels H_5 et A_2 de la maquette GB3 pour un écoulement peu turbulent (régime forcé) .	97
4.15	Effet de l'amplitude sur les coefficients instationnaires temporels H_5 et A_2 de la maquette GB3 pour un écoulement peu turbulent (régime forcé) . . .	97
4.16	Effet de la vitesse et de l'accélération sur les coefficients instationnaires temporels de la maquette GB3 relatifs au déplacement horizontal pour un écoulement peu turbulent (régime forcé)	98
4.17	Effet de la vitesse et de l'accélération sur les coefficients instationnaires temporels de la maquette GB3 relatifs au déplacement vertical pour un écoulement peu turbulent (régime forcé)	99
4.18	Effet de la vitesse et de l'accélération sur les coefficients instationnaires temporels de la maquette GB3 relatifs à la rotation pour un écoulement peu turbulent (régime forcé)	100
4.19	Effet de la vitesse RMS sur les coefficients instationnaires temporels H_5^{t*} et A_2^{t*} de la maquette GB3 pour un écoulement peu turbulent (régime forcé) .	101
4.20	Effet de l'amplitude sur les coefficients instationnaires temporels H_5^{t*} et A_2^{t*} de la maquette GB3 pour un écoulement peu turbulent (régime forcé) . . .	101
4.21	Comparaison des coefficients instationnaires temporels de la maquette GB3 relatifs au déplacement horizontal pour un écoulement peu turbulent (régime forcé harmonique vs régime forcé à vitesse absolue constante)	104
4.22	Comparaison des coefficients instationnaires temporels de la maquette GB3 relatifs au déplacement vertical pour un écoulement peu turbulent (régime forcé harmonique vs régime forcé à vitesse absolue constante)	105
4.23	Comparaison des coefficients instationnaires temporels de la maquette GB3 relatifs à la rotation pour un écoulement peu turbulent (régime forcé harmonique vs régime forcé à vitesse absolue constante)	106
5.1	Coefficients instationnaires simulés de la maquette GB3 relatifs au déplacement horizontal pour un écoulement peu turbulent	113
5.2	Coefficients instationnaires simulés de la maquette GB3 relatifs au déplacement vertical pour un écoulement peu turbulent (régime forcé)	114
5.3	Coefficients instationnaires simulés de la maquette GB3 relatifs à la rotation pour un écoulement peu turbulent (régime forcé)	115
5.4	Prédiction du flottement de la maquette GB3 pour la configuration T1B et un écoulement peu turbulent (échelle réelle)	119
5.5	Courbes de stabilité simulées de la maquette GB3 (échelle réelle)	120
5.6	Simulation de lâchers de la maquette GB3 pour un écoulement peu turbulent (échelle réelle)	124

A.1	Mesure du profil de vitesse de la soufflerie	131
A.2	Grillage pour la correction de l'écoulement	132
A.3	Profil de vitesse de la soufflerie	133
A.4	Courbe de calibration de l'électro-manomètre	134
A.5	Courbes de calibration des capteurs laser de déplacement	135
A.6	Vérification de la mesure des forces	136
A.7	Vérification de la force horizontale	137
A.8	Vérification de la force verticale	137
A.9	Vérification du moment	138
C.1	Mesure du déplacement au centre de la maquette	144
C.2	Vérification des déplacements verticaux de la maquette GB3 pour la configuration S3A (échelle réduite)	144
C.3	Vérification des déplacements verticaux de la maquette GB3 pour la configuration TV5A (échelle réduite)	146
C.4	Vérification des déplacements verticaux de la maquette GB3 pour la configuration TA5A (échelle réduite)	148
E.1	Coefficients instationnaires de la maquette GB3 relatifs au déplacement vertical (régime libre)	155
E.2	Coefficients instationnaires de la maquette GB3 relatifs à la rotation (régime libre)	156
E.3	Coefficients instationnaires de la maquette GB1 relatifs au déplacement horizontal pour un écoulement peu turbulent (régime forcé)	157
E.4	Coefficients instationnaires de la maquette GB1 relatifs au déplacement vertical pour un écoulement peu turbulent (régime forcé)	158
E.5	Coefficients instationnaires de la maquette GB1 relatifs à la rotation pour un écoulement peu turbulent (régime forcé)	159
E.6	Coefficients instationnaires de la maquette GB2 relatifs au déplacement horizontal pour un écoulement peu turbulent (régime forcé)	160
E.7	Coefficients instationnaires de la maquette GB2 relatifs au déplacement vertical pour un écoulement peu turbulent (régime forcé)	161
E.8	Coefficients instationnaires de la maquette GB2 relatifs à la rotation pour un écoulement peu turbulent (régime forcé)	162
E.9	Coefficients instationnaires de la maquette GB3 relatifs au déplacement horizontal pour un écoulement peu turbulent (régime forcé)	163
E.10	Coefficients instationnaires de la maquette GB3 relatifs au déplacement vertical pour un écoulement peu turbulent (régime forcé)	164
E.11	Coefficients instationnaires de la maquette GB3 relatifs à la rotation pour un écoulement peu turbulent (régime forcé)	165
E.12	Coefficients instationnaires de la maquette GB3 relatifs au déplacement horizontal pour un écoulement turbulent (régime forcé)	166
E.13	Coefficients instationnaires de la maquette GB3 relatifs au déplacement vertical pour un écoulement turbulent (régime forcé)	167

E.14	Coefficients instationnaires de la maquette GB3 relatifs à la rotation pour un écoulement turbulent (régime forcé)	168
F.1	Coefficients instationnaires temporels de la maquette GB1 relatifs au déplacement horizontal pour un écoulement peu turbulent (régime forcé)	170
F.2	Coefficients instationnaires temporels de la maquette GB1 relatifs au déplacement vertical pour un écoulement peu turbulent (régime forcé)	171
F.3	Coefficients instationnaires temporels de la maquette GB1 relatifs à la rotation pour un écoulement peu turbulent (régime forcé)	172
F.4	Coefficients instationnaires temporels de la maquette GB2 relatifs au déplacement horizontal pour un écoulement peu turbulent (régime forcé)	173
F.5	Coefficients instationnaires temporels de la maquette GB2 relatifs au déplacement vertical pour un écoulement peu turbulent (régime forcé)	174
F.6	Coefficients instationnaires temporels de la maquette GB2 relatifs à la rotation pour un écoulement peu turbulent (régime forcé)	175
F.7	Coefficients instationnaires temporels de la maquette GB3 relatifs au déplacement horizontal pour un écoulement peu turbulent (régime forcé)	176
F.8	Coefficients instationnaires temporels de la maquette GB3 relatifs au déplacement vertical pour un écoulement peu turbulent (régime forcé)	177
F.9	Coefficients instationnaires temporels de la maquette GB3 relatifs à la rotation pour un écoulement peu turbulent (régime forcé)	178

LISTE DES TABLEAUX

2.1	Étude des non-linéarités des coefficients instationnaires	25
3.1	Propriétés dynamiques du pont est du Grand Belt	38
3.2	Propriétés des maquettes du pont est du Grand Belt	43
3.3	Comparaison des intensités de turbulence des essais en soufflerie	44
3.4	Paramètres d'échelle de la maquette GB3 pour les essais en régime libre . .	47
3.5	Propriétés dynamiques de la maquette GB3 pour les essais en régime libre	48
3.6	Vitesse de flottement expérimentale pour la maquette GB3 (échelle réelle) .	49
3.7	Configurations pour les essais en régime forcé harmonique (échelle réduite)	55
4.1	Configurations pour les essais en régime forcé à vitesse absolue constante (échelle réduite)	78
4.2	Configurations pour les essais en régime forcé à accélération absolue constante (échelle réduite)	79
5.1	Vitesse de flottement pour la maquette GB3 pour un écoulement peu turbu- lent (échelle réelle)	121
C.1	Vérification des configurations verticales des essais en régime forcé harmo- nique pour la maquette GB1 (échelle réduite)	145
C.2	Vérification des configurations verticales des essais en régime forcé harmo- nique pour la maquette GB2 (échelle réduite)	145
C.3	Vérification des configurations verticales des essais en régime forcé harmo- nique pour la maquette GB3 (échelle réduite)	145
C.4	Vérification des configurations verticales des essais en régime forcé à vitesse absolue constante pour la maquette GB1 (échelle réduite)	147
C.5	Vérification des configurations verticales des essais en régime forcé à vitesse absolue constante pour la maquette GB2 (échelle réduite)	147
C.6	Vérification des configurations verticales des essais en régime forcé à vitesse absolue constante pour la maquette GB3 (échelle réduite)	147
C.7	Vérification des configurations verticales des essais en régime forcé à accélé- ration absolue constante pour la maquette GB1 (échelle réduite)	149
C.8	Vérification des configurations verticales des essais en régime forcé à accélé- ration absolue constante pour la maquette GB2 (échelle réduite)	149
C.9	Vérification des configurations verticales des essais en régime forcé à accélé- ration absolue constante pour la maquette GB3 (échelle réduite)	149
D.1	Comparaison des forces auto-excitées et inertielles pour la maquette GB1 (régime forcé harmonique)	152
D.2	Comparaison des forces auto-excitées et inertielles pour la maquette GB2 (régime forcé harmonique)	153

D.3	Comparaison des forces auto-excitées et inertielles pour la maquette GB3 (régime forcé harmonique)	153
H.1	Algorithme d'intégration de Newmark avec itération de Newton pour un système avec un chargement non linéaire	183

LISTE DES SYMBOLES

Symbole	Définition
$(\cdot)'$	Dérivée par rapport à l'angle d'incidence
$(\dot{\cdot})$	Dérivée par rapport au temps
A_i^*, A_i	Coefficients instationnaires relatifs au moment
A_i^{t*}	Coefficients instationnaires temporels relatifs au moment
A_{Lhi}	Paramètres pour $L_{seh}(t)$
B	Largeur du tablier
\mathbf{C}	Matrice d'amortissement du pont
$\mathbf{C_e}$	Matrice d'amortissement effective
$\mathbf{C_{se}}$	Matrice d'amortissement aérodynamique
$C_D = C_D(\alpha_s)$	Coefficient de traînée
$C_L = C_L(\alpha_s)$	Coefficient de portance
$C_M = C_M(\alpha_s)$	Coefficient de moment
C_{Msse}	Coefficient de moment prenant en compte la contribution aérodynamique et aéroélastique
D	Dimension caractéristique
D	Force totale de traînée par unité de longueur
D	Hauteur du tablier
D_b	Force de traînée due à la turbulence par unité de longueur
D_s	Force statique de traînée par unité de longueur
$D_{se}(t)$	Force auto-excitée de traînée par unité de longueur
F_D	Force totale de traînée par unité de longueur
F_L	Force totale de portance par unité de longueur
Fr	Nombre de Froude
H_i^*, H_i	Coefficients instationnaires relatifs à la force de portance
H_i^{t*}	Coefficients instationnaires temporels relatifs à la force de portance
\tilde{I}	Moment d'inertie de masse par unité de longueur
\mathbf{K}	Matrice de rigidité du pont
$\mathbf{K_e}$	Matrice de rigidité effective
$\mathbf{K_{se}}$	Matrice de rigidité aérodynamique
L	Force totale de portance par unité de longueur
L	Longueur de la maquette
L_b	Force de portance due à la turbulence par unité de longueur
L_s	Force statique de portance par unité de longueur
$L_{se}(t)$	Force auto-excitée de portance par unité de longueur
$L_{seh}(t)$	Contribution du déplacement vertical à la force auto-excitée de portance par unité de longueur
\mathbf{M}	Matrice de masse du pont
$\mathbf{M_{se}}$	Matrice de masse aérodynamique
M	Moment total par unité de longueur

Symbole	Définition
M_b	Moment due à la turbulence par unité de longueur
M_s	Moment statique par unité de longueur
$M_{se}(t)$	Moment auto-excité par unité de longueur
P_i^*, P_i	Coefficients instationnaires relatifs à la force de traînée
P_i^{t*}	Coefficients instationnaires temporels relatifs à la force de traînée
Re	Nombre de Reynolds
St	Nombre de Strouhal
U	Vitesse moyenne du vent
U_{cr}	Vitesse de flottement
U_R	Vitesse réduite
$U_{R\dot{x}}^t$	Vitesse réduite temporelle du vent (vitesse)
$U_{R\ddot{x}}^t$	Vitesse réduite temporelle du vent (accélération)
U_{rel}	Vitesse relative du vent
a_{hki}	Paramètres des fonctions indicielles
b	Moitié de la largeur du tablier
d_{hki}	Paramètres des fonctions indicielles
f	Fréquence du mouvement
f	Fréquence de détachement des tourbillons
f_{model}	Fréquence fondamentale de la maquette
g	Accélération gravitationnelle
$h = h(t)$	Déplacement vertical
h_o	Amplitude du déplacement vertical
\dot{h}_{rms}	Vitesse RMS verticale
k	Fréquence réduite
$k_{\dot{x}}^t$	Vitesse réduite temporelle du tablier
m	Masse
\tilde{m}	Masse par unité de longueur
m_1	Paramètre pour l'hypothèse quasi statique pour la contribution de $\dot{\alpha}$
\mathbf{p}_b	Vecteur des forces dues à la turbulence
\mathbf{p}_{dl}	Vecteur de force du poids propre
\mathbf{p}_s	Vecteur des forces aérodynamiques statiques
\mathbf{p}_{se}	Vecteur des forces auto-excitées
$p = p(t)$	Déplacement horizontal
p_o	Amplitude du déplacement horizontal
\dot{p}_{rms}	Vitesse RMS horizontale
s	Temps adimensionnel
t	Temps
\mathbf{u}	Vecteur des déplacements du pont
$u = u(t)$	Composante horizontale de la turbulence
$w = w(t)$	Composante verticale de la turbulence
x	Degré de liberté quelconque (p, h, α)

Symbole	Définition
Φ_{ij}	Fonctions indicielles
α	Angle d'incidence
$\alpha = \alpha(t)$	Déplacement en rotation
α_e	Angle d'incidence effectif
α_o	Amplitude du déplacement en rotation
α_s	Angle d'incidence moyen
$\dot{\alpha}_{rms}$	Vitesse RMS en rotation
β	Paramètre de la méthode de Newmark
β_i	Paramètres des courbes d'hystérésis des coefficients de force
γ	Paramètre de la méthode de Newmark
λ_f	Échelle de fréquence
λ_L	Échelle géométrique
λ_U	Échelle de vitesse
μ	Viscosité dynamique de l'air
ξ	Taux d'amortissement
ρ	Masse volumique de l'air
τ	Variable d'intégration pour le temps
ϕ	Angle de l'écoulement effectif
ϕ_{Lhj}	Paramètres pour tenir compte des états aérodynamiques supérieurs
χ_{ij}	Fonctions d'admittance aérodynamiques
ω	Fréquence angulaire du mouvement

LISTE DES ACRONYMES

Acronyme	Définition
BLWTL	<i>Boundary Layer Wind Tunnel Laboratory de l'University of Western Ontario</i>
CFD	<i>Computational fluid dynamics</i>
DDL	Degré de liberté
DMI	<i>Danish Maritime Institute</i>
FFT	<i>Fast Fourier transform</i>
ISSA	<i>Improved stochastic search algorithm</i>
ITD	<i>Ibrahim time domain</i>
LLS	<i>Linear least squares</i>
MITD	<i>Modified Ibrahim time domain</i>
MULS	<i>Modified unifying least squares</i>
RMS	<i>Root mean square</i>
ULS	<i>Unifying least squares</i>

CHAPITRE 1

INTRODUCTION

1.1 Mise en contexte et problématique

La demande pour des réseaux routiers de plus en plus complexes nécessite souvent la construction de ponts permettant le franchissement d'obstacles considérables tels que des rivières, des fleuves et des vallées. Dans le cas de tels obstacles, l'utilisation de ponts élancés avec de grandes portées, tels que les ponts suspendus et les ponts haubanés, est courante. Le pont Akashi Kaikyo traversant le détroit d'Akashi au Japon et le pont de l'île Roussky traversant le Bosphore oriental en Russie en sont des exemples. En raison du type d'obstacles que les ponts élancés franchissent, ils se trouvent souvent dans un corridor propice à la formation de forts vents. De plus, la grande portée de ces ponts leur confère une grande flexibilité, et ce, particulièrement par rapport au mouvement de leur tablier. Cette flexibilité a pour avantage de les rendre peu vulnérables aux tremblements de terre. Par contre, en raison de celle-ci, ces ponts ont le désavantage d'être très sensibles aux charges de vent et aux différentes instabilités aérodynamiques. Ces instabilités aérodynamiques peuvent même mener à la ruine de l'ouvrage, comme dans le cas de l'effondrement du pont de Tacoma en 1940. Cet effondrement a eu un impact considérable sur la conception des ponts. En effet, cet événement a mené les concepteurs des ponts élancés à réaliser l'importance d'étudier les charges de vent dans le contexte du génie civil et plus particulièrement dans celui des ponts [Jurado *et al.*, 2011]. Depuis cet effondrement, l'étude de l'aéroélasticité, soit l'étude de l'interaction entre les forces aérodynamiques et les mouvements des structures, est maintenant courante pour la conception des ponts élancés.

Afin d'éviter des ruines, des problèmes de fatigue des composants structuraux et d'assurer un certain confort aux usagers des ponts élancés, il est nécessaire de prédire adéquatement les forces aérodynamiques et aéroélastiques (auto-excitées) ainsi que d'étudier les instabilités aérodynamiques pouvant affecter ces ponts. Effectivement, lors des études aéroélastiques, une attention particulière est portée au phénomène du flottement. Celui-ci est une instabilité aérodynamique dite auto-excitée qui se caractérise par une augmentation de l'amplitude des oscillations causées par le vent sur un pont. Les grandes oscillations au niveau des tabliers des ponts élancés causées par le flottement peuvent même entraîner la ruine de l'ouvrage. Des différents phénomènes aérodynamiques pouvant affecter les ponts, le flottement est

sans doute l'un des plus dangereux, d'où l'importance de bien prédire ce phénomène en représentant adéquatement les forces auto-excitées qui en sont responsables.

Actuellement, l'approche la plus utilisée pour modéliser ces forces est celle des coefficients instationnaires de Scanlan [Scanlan et Tomko, 1971]. Cette approche ne permet pas la prise en compte des non-linéarités structurales et aérodynamiques. Par contre, les non-linéarités géométriques peuvent être importantes pour les ponts élancés en raison des grands déplacements et des câbles [Jurado *et al.*, 2011; Xu, 2013]. Ces ponts peuvent aussi présenter des non-linéarités matérielles en raison de la plastification ou de la fissuration d'éléments de la structure. De plus, plusieurs démonstrations du caractère non linéaire des forces auto-excitées ont été faites [Chen *et al.*, 2005; Falco *et al.*, 1992; Larose *et al.*, 1993; Prud'homme, 2015; Wu et Kareem, 2013a]. Afin d'obtenir des prédictions plus réalistes du flottement, ces non-linéarités devraient être prises en compte, ce qui nécessite l'utilisation d'une formulation temporelle des forces auto-excitées.

1.2 Définition du projet de recherche

En effet, afin de pouvoir considérer ces différentes non-linéarités structurales et aérodynamiques, une analyse dynamique dans le domaine temporel doit être utilisée. De ce fait, il est requis d'employer une formulation temporelle pour les forces auto-excitées. Les formulations temporelles existantes, comme les fonctions indicielles et les fonctions rationnelles, sont complexes à utiliser en raison de la difficulté à identifier ces fonctions [Chen et Kareem, 2002]. Une nouvelle formulation temporelle des forces auto-excitées utilisant directement des coefficients mesurés en soufflerie faciliterait l'étude du flottement dans le domaine temporel.

Ce projet de maîtrise a donc pour but de développer une nouvelle approche pour étudier le flottement dans le domaine temporel, et ce, à l'aide d'une formulation temporelle des forces auto-excitées plus intuitive. Alors, ce projet nécessite la calibration d'un modèle temporel des forces auto-excitées en ayant recours à des essais sectionnels en soufflerie en régime forcé pour différentes vitesses et différentes accélérations du tablier. Cette approche permettra une réalisation plus simple de l'étude du flottement dans le domaine temporel et permettra éventuellement la considération des différentes non-linéarités.

Ce projet de maîtrise est la suite logique du doctorat de Simon Prud'homme [Prud'homme, 2015] qui a principalement permis de démontrer la possibilité de mesurer des coefficients instationnaires à partir d'essais en soufflerie en régime forcé cyclique à vitesse absolue constante et à accélération absolue constante. Comparativement au doctorat de Simon

Prud'homme, ce projet se concentre sur le développement d'une nouvelle formulation temporelle des forces auto-excitées pouvant être utilisée pour la prédiction du flottement d'un pont à échelle réelle.

1.3 Objectifs du projet de recherche

Ce projet de recherche possède deux objectifs principaux. Tout d'abord, il a pour objectif de comprendre l'effet de différents paramètres d'extraction des essais en régime forcé sur les forces auto-excitées. Ce projet a comme second objectif de prédire le flottement à l'aide d'une nouvelle approche temporelle. Ce dernier objectif se subdivise en sous-objectifs qui sont de formuler un nouveau modèle des forces auto-excitées en utilisant une analyse dimensionnelle, de valider l'adimensionnalisation de ce modèle ainsi que de valider cette nouvelle approche en réalisant des simulations du flottement.

1.4 Contributions originales

Deux contributions originales seront issues de ce projet de recherche :

- Démonstration de l'effet de l'échelle, de la vitesse du tablier et de l'amplitude du mouvement sur les coefficients instationnaires de la formulation de Scanlan des forces auto-excitées ;
- Nouvelle approche temporelle de prédiction du flottement qui s'appuie sur un modèle temporel des forces auto-excitées basé sur la vitesse et l'accélération du tablier.

1.5 Plan du document

Ce document comprend quatre principaux chapitres. Tout d'abord, le chapitre 2 est composé d'une revue de l'état de l'art sur l'étude du flottement dans le cas des ponts élancés. Le chapitre 3 présente les installations de recherche utilisées pour les essais ainsi que les principaux résultats des essais expérimentaux préliminaires. Le nouveau modèle temporel des forces auto-excitées est ensuite décrit au chapitre 4. Le chapitre 5 présente des prédictions du flottement en utilisant la nouvelle formulation temporelle des forces auto-excitées.

CHAPITRE 2

ÉTAT DE L'ART

La principale fonction des tabliers des ponts haubanés et des ponts suspendus est bien sûr de transmettre les charges gravitaires des véhicules au niveau des pylônes de ces ponts. Pour ce faire, le tablier est supporté par l'intermédiaire d'un système de câbles. Ce système structural permet de très grandes portées. Ces grandes portées confèrent à leur tablier une certaine flexibilité, les rendant vulnérables à l'action du vent. De plus, ces ponts se situent souvent en des lieux propices à la formation de forts vents. Alors, il est primordial d'étudier adéquatement le comportement aérodynamique et aéroélastique de ces types de pont afin que ces ouvrages soient sécuritaires.

Avec la puissance de calcul des ordinateurs qui ne cesse d'augmenter, la mécanique des fluides numérique ou *computational fluid dynamics* (CFD) est de plus en plus accessible à la réalisation d'études aérodynamiques dans le contexte des ponts. Une utilisation de cette approche peut être utile en début de conception pour améliorer rapidement et à faible coût le comportement aérodynamique du pont à l'étude. Avec la CFD, il est notamment possible de calculer différents coefficients aérodynamiques et d'étudier la stabilité aérodynamique d'un tablier [Lee *et al.*, 2016; Scotta *et al.*, 2016; Xu, 2013]. Par contre, en raison de la forme des tabliers de pont, qui sont généralement des sections non profilées, et de la présence d'éléments comme les glissières et le rail central, une prédiction réaliste des forces aérodynamiques sur les tabliers en utilisant la CFD est très difficile [Jurado *et al.*, 2011]. C'est pour cela qu'il est généralement nécessaire de recourir à des essais en soufflerie pour déterminer les forces aérodynamiques à utiliser pour la conception des ponts ainsi que pour étudier la stabilité aérodynamique. À partir des résultats obtenus en soufflerie, les différents phénomènes aérodynamiques et aéroélastiques peuvent être analysés en utilisant des approches analytiques et numériques.

Ce chapitre a donc pour but de présenter les méthodes existantes pour réaliser l'étude aéroélastique des ponts. Tout d'abord, l'utilisation d'essais en soufflerie dans le contexte de l'étude des ponts est discutée. Par la suite, les différents phénomènes aérodynamiques et aéroélastiques pouvant affecter les ponts sont présentés, tout en mettant l'accent sur le phénomène du flottement. Pour terminer, l'analyse du flottement d'un pont complet à l'aide de méthodes numériques est abordée.

2.1 Essais en soufflerie

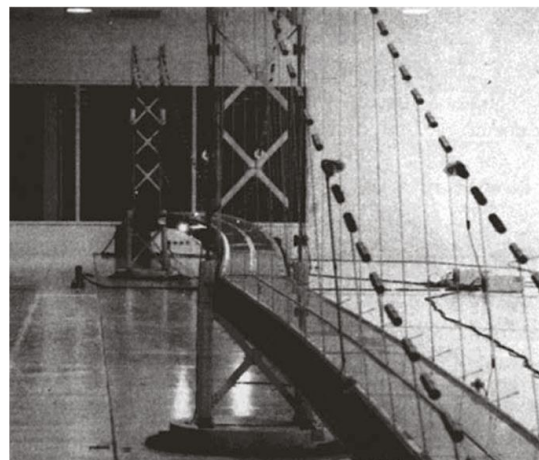
L'étude détaillée du comportement aérodynamique d'un pont débute généralement par la réalisation d'essais en soufflerie. Ces essais permettent de déterminer les propriétés aérodynamiques d'un pont qui sont nécessaires à la caractérisation des forces aérodynamiques et à l'étude de la stabilité aérodynamique. C'est Farquharson [1947], lorsqu'il a travaillé à la conception du nouveau pont de Tacoma, qui a été l'un des pionniers des essais modernes en soufflerie pour les ponts. Les essais de Farquharson comprenaient les deux principaux types d'essais en soufflerie, soit les essais sectionnels et les essais aéroélastiques.

2.1.1 Essais sectionnels

Les essais sectionnels sont réalisés à l'aide d'un modèle rigide d'un tronçon de tablier de pont appelé modèle sectionnel [Simiu et Scanlan, 1996]. Ce modèle rigide est supporté à ses extrémités par un montage rigide dans le cas d'essais statiques et par un montage flexible pour des essais dynamiques (figure 2.1a). À l'aide de ces essais, il est possible d'identifier les différents coefficients aérodynamiques du tablier de pont à l'étude ainsi que d'étudier la stabilité aérodynamique de celui-ci. Ces essais sont intéressants pour faire une évaluation initiale du comportement d'un pont [Simiu et Scanlan, 1996]. De plus, ces essais sont relativement abordables. Par contre, ils ne permettent pas d'étudier directement le comportement d'un pont complet ; d'autres analyses, comme celles présentées à la section 2.3, sont nécessaires.



(a) Sectionnel [Bartoli *et al.*, 2009]



(b) Aéroélastique [Jurado *et al.*, 2011]

Figure 2.1 Essais en soufflerie pour les ponts

2.1.2 Essais aéroélastiques

Les essais aéroélastiques constituent la deuxième catégorie d'essais en soufflerie sur les ponts élancés [Simiu et Scanlan, 1996]. Ces essais sont réalisés à l'aide d'un modèle complet à l'échelle d'un pont. Ce modèle flexible est conçu afin de reproduire les principaux modes dynamiques du pont réel. Il est posé sur le plancher de la soufflerie tel que le présente la figure 2.1b qui montre le modèle aéroélastique du pont Akashi Kaikyo. Pendant ces essais, l'écoulement d'air peut être soit peu turbulent ou turbulent. De plus, une calibration du modèle aéroélastique à l'aide d'un modèle par éléments finis est souvent utilisée [Xu, 2013]. Ces essais servent principalement à étudier la stabilité aérodynamique globale des ponts. En raison de la taille et de la complexité du modèle, ces essais sont dispendieux. Alors, ceux-ci sont généralement utilisés à la fin de la conception en guise de vérification du comportement aéroélastique [Xu, 2013].

2.1.3 Analyse dimensionnelle et similitude

Par commodité et pour des raisons économiques évidentes, les essais en soufflerie dans l'étude des ponts sont réalisés à l'aide d'un modèle à l'échelle du pont réel. Afin que les résultats obtenus en soufflerie sur un modèle à l'échelle soient représentatifs du pont à échelle réelle, il est nécessaire de respecter des critères de similitude basés sur une analyse dimensionnelle, et ce, pour les paramètres aérodynamiques et structuraux du pont à l'étude.

Paramètres aérodynamiques

Selon Simiu et Scanlan [1996], l'échelle géométrique λ_L , l'échelle de vitesse λ_U et l'échelle de fréquence λ_f sont définies à l'équation 2.1 comme :

$$\lambda_L = \frac{D_m}{D_r} \quad \lambda_U = \frac{U_m}{U_r} \quad \lambda_f = \frac{f_m}{f_r} \quad (2.1)$$

où l'indice m réfère au modèle ; l'indice r réfère au pont à échelle réelle ; D_i est une dimension caractéristique ; U_i est la vitesse moyenne du vent ; f_i est la fréquence du mouvement du pont. Dans le cas d'essais sectionnels, une similitude des fréquences réduites est utilisée (équation 2.2) [Xu, 2013].

$$\left(\frac{D_m f_m}{U_m} \right) = \left(\frac{D_r f_r}{U_r} \right) \quad (2.2)$$

À partir de l'équation 2.2, on obtient :

$$\lambda_f = \frac{\lambda_U}{\lambda_L} \quad (2.3)$$

Dans le cas d'essais aéroélastiques, l'ajustement des caractéristiques aérodynamiques d'un pont est généralement fait en considérant une similitude du nombre de Froude (équation 2.4) afin de garantir une interaction fluide-structure-gravité équivalente [Xu, 2013].

$$Fr = \frac{U^2}{Dg} \quad (2.4)$$

où Fr est le nombre de Froude ; g est l'accélération gravitationnelle. Mathématiquement, la similitude du nombre de Froude entre le modèle à l'échelle et le pont à échelle réelle s'exprime :

$$\left(\frac{U_m^2}{D_m g} \right) = \left(\frac{U_r^2}{D_r g} \right) \quad (2.5)$$

Alors, il est possible d'écrire l'échelle de vitesse et l'échelle de fréquence en fonction de l'échelle géométrique (équation 2.6) [Xu, 2013].

$$\lambda_U = \sqrt{\lambda_L} \quad \lambda_f = \frac{1}{\sqrt{\lambda_L}} \quad (2.6)$$

Il est intéressant de noter que pour des essais réalisés avec la similitude du nombre de Froude, il n'est pas possible de respecter la similitude pour le nombre de Reynolds (équation 2.7).

$$Re = \frac{\rho U D}{\mu} \quad (2.7)$$

où Re est le nombre de Reynolds ; ρ est la masse volumique de l'air ; μ est la viscosité dynamique de l'air. Par contre, pour les objets non profilés comme les ponts élancés, les arêtes pointues causent la séparation de l'écoulement d'air indépendamment du nombre de Reynolds [Simiu et Scanlan, 1996]. Il est à noter que le choix des échelles λ_L , λ_U et λ_f est réalisé par rapport à la capacité de la soufflerie et des installations disponibles.

Paramètres structuraux

Les paramètres structuraux tels que la masse, le moment d'inertie de masse et le taux d'amortissement doivent eux aussi être mis à l'échelle. Cela se fait par l'ajustement des

propriétés des modèles à l'échelle et du montage expérimental. Selon Xu [2013], les relations présentées à l'équation 2.8 doivent être respectées.

$$\frac{\tilde{m}_m}{\tilde{m}_r} = \lambda_L^2 \quad \frac{\tilde{I}_m}{\tilde{I}_r} = \lambda_L^4 \quad \frac{\xi_m}{\xi_r} = 1 \quad (2.8)$$

où \tilde{m}_i est la masse par unité de longueur ; \tilde{I}_i est le moment d'inertie de masse par unité de longueur ; ξ_i est le taux d'amortissement.

2.2 Phénomènes aérodynamiques et aéroélastiques

Différents phénomènes aérodynamiques et aéroélastiques peuvent être causés par l'écoulement de l'air autour d'un tablier de pont. Tout d'abord, il y a les phénomènes statiques tels que les forces aérodynamiques et la divergence en torsion. De plus, il y a les phénomènes de nature dynamique comme les vibrations induites par le détachement tourbillonnaire, le galop, le ballotement et le flottement.

2.2.1 Forces aérodynamiques

Lorsqu'un tablier de pont se trouve dans un écoulement d'air, celui-ci est soumis à des forces aérodynamiques. Pour l'étude des ponts, un système à trois degrés de liberté (DDL) est considéré (figure 2.2). Alors, les forces considérées sont la traînée, la portance et le moment. L'équation 2.9 présente les expressions de ces forces [Simiu et Scanlan, 1996].

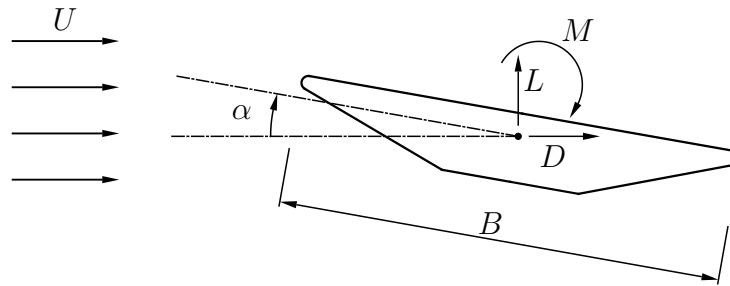


Figure 2.2 Forces aérodynamiques sur un tablier de pont

$$D = \frac{1}{2}\rho U^2 B C_D(\alpha) \quad L = \frac{1}{2}\rho U^2 B C_L(\alpha) \quad M = \frac{1}{2}\rho U^2 B^2 C_M(\alpha) \quad (2.9)$$

où D , L et M sont respectivement la force de traînée, la force de portance et le moment par unité de longueur de tablier ; ρ est la masse volumique de l'air ; U est la vitesse moyenne

du vent ; B est la largeur du tablier ; $C_D(\alpha)$, $C_L(\alpha)$ et $C_M(\alpha)$ sont respectivement les coefficients de traînée, de portance et de moment qui sont fonction de l'angle d'incidence α . Il est à noter que ces coefficients de force sont déterminés expérimentalement à l'aide d'essais sectionnels. Dans le cas où le tablier de pont est soumis à un vent turbulent ou lorsque le tablier est en mouvement, les coefficients aérodynamiques C_D , C_L et C_M sont fonction du temps, tout comme la force de traînée, la force de portance et le moment. Ceci est discuté en détail aux sections 2.2.5 et 2.2.6.

2.2.2 Divergence en torsion

La divergence en torsion est un phénomène d'instabilité statique analogue au flambement d'une colonne. Le moment de torsion causé par le vent sur un pont engendre une augmentation de l'angle d'incidence qui a pour effet d'augmenter le moment. À la vitesse de vent critique, cette augmentation de l'angle d'incidence mène à une instabilité structurale. Il est à noter que la vitesse critique de la divergence en torsion est nettement supérieure aux vitesses considérées pour la conception des ponts [Simiu et Scanlan, 1996].

2.2.3 Vibrations induites par le détachement tourbillonnaire

Une section non profilée comme un tablier de pont qui se trouve dans un écoulement d'air peut générer des tourbillons dans l'écoulement dépendamment du nombre de Reynolds [Simiu et Scanlan, 1996]. Ces tourbillons se forment par alternance de part et d'autre de la section à une certaine fréquence. Le nombre de Strouhal St (équation 2.10), un paramètre adimensionnel, relie la fréquence de détachement des tourbillons à la vitesse du vent.

$$St = \frac{fD}{U} \quad (2.10)$$

où f est la fréquence de détachement des tourbillons ; D est une dimension caractéristique ; U est la vitesse de l'écoulement. Si la fréquence de détachement des tourbillons s'approche des fréquences naturelles de la structure, un phénomène de résonance se produit. De plus, les vibrations induites par le détachement tourbillonnaire peuvent causer des problèmes de fatigue au niveau de la structure du pont de par son caractère répétitif.

2.2.4 Galop

Le galop est un phénomène qui engendre de grands mouvements de la section principalement dans la direction orthogonale au vent moyen. Ce phénomène est causé par l'interaction

entre l'écoulement d'air et le mouvement de la section. Selon Xu [2013], le galop peut se produire pour des ponts dont le tablier est léger. Par contre, cette instabilité n'est pas typique des ponts élancés.

2.2.5 Ballottement

Dans la réalité, le champ vectoriel de vitesse du vent affectant les tabliers des ponts élancés n'est pas uniforme [Xu, 2013]. Effectivement, il y a des fluctuations de celui-ci par rapport à différentes composantes du champ. Dans le cas d'un système bidimensionnel comme celui de la figure 2.3, il peut y avoir des fluctuations selon deux composantes, soit une horizontale et une verticale. Ces fluctuations du champ de vitesse sont appelées la turbulence. Le ballottement correspond donc à la réponse d'une structure à un vent turbulent. Différentes approches peuvent être utilisées pour réaliser une analyse du ballottement d'un pont.

Approche quasi statique

L'approche quasi statique est souvent utilisée pour réaliser une étude du ballottement dans le domaine temporel, et ce, en raison de sa simplicité. Puisque la plupart des approches pour l'étude du ballottement et du flottement sont basées sur cette approche, celle-ci sera présentée en détail. Le développement mathématique ci-dessous est réalisé en tenant compte de l'effet de la turbulence et de l'effet du mouvement du tablier sur les forces aérodynamiques. Selon le système de la figure 2.3, le calcul des forces aérodynamiques totales en tenant compte de la turbulence et du mouvement du tablier se fait à l'aide des équations 2.11–2.14 [Chen et Kareem, 2002]. Il est à noter que les équations de Chen et Kareem [2002] ont été adaptées pour le système d'axes utilisé dans ce document.

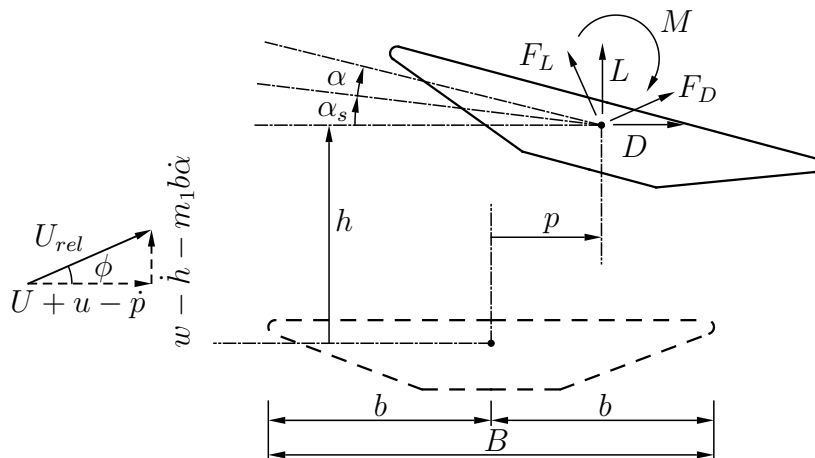


Figure 2.3 Schéma pour l'hypothèse quasi statique

$$D = F_D \cos \phi - F_L \sin \phi \quad L = F_D \sin \phi + F_L \cos \phi \quad M = \frac{1}{2} \rho U_{rel}^2 B^2 C_M(\alpha_e) \quad (2.11)$$

$$F_D = \frac{1}{2} \rho U_{rel}^2 B C_D(\alpha_e) \quad F_L = \frac{1}{2} \rho U_{rel}^2 B C_L(\alpha_e) \quad (2.12)$$

$$U_{rel} = \sqrt{(U + u - \dot{p})^2 + (w - \dot{h} - m_1 b \dot{\alpha})^2} \quad (2.13)$$

$$\alpha_e = \alpha_s + \alpha + \phi \quad \phi = \arctan \left(\frac{w - \dot{h} - m_1 b \dot{\alpha}}{U + u - \dot{p}} \right) \quad (2.14)$$

où $D = D(t)$, $L = L(t)$ et $M = M(t)$ sont respectivement la force totale de traînée, la force totale de portance et le moment total par unité de longueur de tablier par rapport aux coordonnées du vent moyen ; F_D et F_L sont les forces totales de traînée et de portance par unité de longueur de tablier par rapport aux coordonnées de l'écoulement effectif ; ϕ est l'angle de l'écoulement effectif par rapport à l'horizontale ; ρ est la masse volumique de l'air ; U_{rel} est la vitesse relative du vent ; $B = 2b$ est la largeur du tablier ; α_e est l'angle d'incidence effectif ; $C_D(\alpha_e)$, $C_L(\alpha_e)$ et $C_M(\alpha_e)$ sont respectivement les coefficients de traînée, de portance et de moment évalués à un angle α_e ; α_s est l'angle d'incidence moyen ; U est la vitesse moyenne du vent ; $u = u(t)$ et $w = w(t)$ sont respectivement les composantes horizontale et verticale de la turbulence ; $p = p(t)$, $h = h(t)$ et $\alpha = \alpha(t)$ sont respectivement le déplacement horizontal, vertical et en rotation ; t est le temps ; le point suscrit dénote la dérivée par rapport au temps ; m_1 est un paramètre caractérisant la contribution de $\dot{\alpha}$ aux forces.

Afin qu'il soit possible de réaliser aisément une analyse dynamique, il est pertinent de linéariser les relations de l'équation 2.11. De cette façon, il est possible de séparer les expressions des forces aérodynamiques totales en trois composantes qui sont les forces statiques, les forces dues à la turbulence et les forces auto-excitées qui sont causées par le mouvement du tablier (équation 2.15).

$$\begin{aligned} D(t) &= D_s + D_b(t) + D_{se}(t) & L(t) &= L_s + L_b(t) + L_{se}(t) \\ M(t) &= M_s + M_b(t) + M_{se}(t) \end{aligned} \quad (2.15)$$

où D_s , L_s et M_s sont respectivement la force statique de traînée, la force statique de portance et le moment statique par unité de longueur de tablier ; $D_b(t)$, $L_b(t)$ et $M_b(t)$ sont respectivement la force de traînée due à la turbulence, la force de portance due à la turbulence et le moment due à la turbulence par unité de longueur de tablier ; $D_{se}(t)$,

$L_{se}(t)$ et $M_{se}(t)$ sont respectivement la force auto-excitée de traînée, la force auto-excitée de portance et le moment auto-excité par unité de longueur de tablier. Selon Chen et Kareem [2002], les forces aérodynamiques statiques s'expriment :

$$D_s = \frac{1}{2}\rho U^2 B C_D(\alpha_s) \quad L_s = \frac{1}{2}\rho U^2 B C_L(\alpha_s) \quad M_s = \frac{1}{2}\rho U^2 B^2 C_M(\alpha_s) \quad (2.16)$$

où $C_D(\alpha_s)$, $C_L(\alpha_s)$ et $C_M(\alpha_s)$ sont les coefficients aérodynamiques évalués à l'angle d'incidence moyen α_s . Dans le cas des forces dues à la turbulence, les relations linéarisées sont présentées aux équations 2.17–2.19 [Chen et Kareem, 2002].

$$D_b(t) = \frac{1}{2}\rho U^2 (2b) \left(2C_D \frac{u(t)}{U} + (C'_D - C_L) \frac{w(t)}{U} \right) \quad (2.17)$$

$$L_b(t) = \frac{1}{2}\rho U^2 (2b) \left(2C_L \frac{u(t)}{U} + (C'_L + C_D) \frac{w(t)}{U} \right) \quad (2.18)$$

$$M_b(t) = \frac{1}{2}\rho U^2 (2b)^2 \left(2C_M \frac{u(t)}{U} + C'_M \frac{w(t)}{U} \right) \quad (2.19)$$

où $C_D = C_D(\alpha_s)$, $C_L = C_L(\alpha_s)$ et $C_M = C_M(\alpha_s)$ sont les coefficients aérodynamiques évalués à l'angle d'incidence α_s ; le prime dénote la dérivée par rapport à l'angle d'incidence. Dans le cas des forces auto-excitées, les équations pour l'approche quasi statique sont abordées à la section 2.2.6.

Il est noter que l'approche quasi statique n'est valide que pour de faibles fréquences réduites ou de façon équivalente pour de grandes vitesses réduites [Chen et Kareem, 2002]. Diana *et al.* [1993] ont présenté une approche quasi statique corrigée permettant un calcul plus représentatif des forces dues à la turbulence.

Fonctions d'admittance aérodynamiques

L'approche quasi statique ne permet pas la prise en compte de la dépendance des forces dues à la turbulence par rapport à la fréquence réduite. Davenport [1962] a donc proposé un modèle semi-empirique pour tenir compte de ces effets. En utilisant la notation de Chen et Kareem [2002], les forces dues à la turbulence s'écrivent :

$$D_b(t) = \frac{1}{2}\rho U^2 (2b) \left(2C_D \chi_{Du} \frac{u(t)}{U} + (C'_D - C_L) \chi_{Dw} \frac{w(t)}{U} \right) \quad (2.20)$$

$$L_b(t) = \frac{1}{2}\rho U^2 (2b) \left(2C_L \chi_{Lu} \frac{u(t)}{U} + (C'_L + C_D) \chi_{Lw} \frac{w(t)}{U} \right) \quad (2.21)$$

$$M_b(t) = \frac{1}{2}\rho U^2(2b)^2 \left(2C_M \chi_{Mu} \frac{u(t)}{U} + C'_M \chi_{Mw} \frac{w(t)}{U} \right) \quad (2.22)$$

où χ_{Du} , χ_{Lu} et χ_{Mu} sont des fonctions d'admittance aérodynamiques dans le cas de la composante de turbulence u respectivement pour la force de traînée, pour la force de portance et pour le moment ; χ_{Dw} , χ_{Lw} et χ_{Mw} sont des fonctions d'admittance aérodynamiques dans le cas de la composante de turbulence w respectivement pour la force de traînée, pour la force de portance et pour le moment.

Ces fonctions d'admittance, dépendantes de la fréquence réduite et de l'angle d'incidence, peuvent être déterminées à partir de résultats expérimentaux. Des relations semi-empiriques des fonctions d'admittance peuvent aussi être utilisées, dont celles de Davenport [1962]. On note que les équations des forces dues à la turbulence basées sur l'approche quasi statique linéarisée sont une simplification des relations semi-empiriques des équations 2.20–2.22. Il est à noter que cette formulation des forces est utilisée pour une analyse du ballonnement dans le domaine fréquentiel.

Fonctions indicielles

Afin de réaliser une analyse du ballonnement dans le domaine temporel en prenant en compte les effets instationnaires, il est possible de représenter les forces dues à la turbulence en ayant recours à des intégrales de convolution. Deux approches semblables peuvent être utilisées, soit les fonctions impulsionnelles ou les fonctions indicielles. Dans ce qui suit, seulement l'approche des fonctions indicielles va être présentée. Dans ce cas, les forces dues à la turbulence s'expriment [Chen et Kareem, 2002; Scanlan, 1993] :

$$D_b(t) = \frac{1}{2}\rho U^2(2b) \int_{-\infty}^t \left(2C_D \Phi_{Du}(t - \tau) \frac{\dot{u}(\tau)}{U} + (C'_D - C_L) \Phi_{Dw}(t - \tau) \frac{\dot{w}(\tau)}{U} \right) d\tau \quad (2.23)$$

$$L_b(t) = \frac{1}{2}\rho U^2(2b) \int_{-\infty}^t \left(2C_L \Phi_{Lu}(t - \tau) \frac{\dot{u}(\tau)}{U} + (C'_L + C_D) \Phi_{Lw}(t - \tau) \frac{\dot{w}(\tau)}{U} \right) d\tau \quad (2.24)$$

$$M_b(t) = \frac{1}{2}\rho U^2(2b)^2 \int_{-\infty}^t \left(2C_M \Phi_{Mu}(t - \tau) \frac{\dot{u}(\tau)}{U} + C'_M \Phi_{Mw}(t - \tau) \frac{\dot{w}(\tau)}{U} \right) d\tau \quad (2.25)$$

où Φ_{Du} , Φ_{Lu} et Φ_{Mu} sont des fonctions indicielles dans le cas de la composante de turbulence u respectivement pour la force de traînée, pour la force de portance et pour le moment ; Φ_{Dw} , Φ_{Lw} et Φ_{Mw} sont des fonctions indicielles dans le cas de la composante de turbulence w respectivement pour la force de traînée, pour la force de portance et pour le moment ; τ est une variable d'intégration pour le temps.

Ces fonctions indicielles servent à représenter l'évolution temporelle des forces dues à la turbulence. Costa [2007] présente une approche pour obtenir les fonctions indicielles pour un calcul approximatif des forces dues à la turbulence à l'aide des coefficients instationnaires qui sont discutés à la section 2.2.6.

Fonctions rationnelles

Les forces dues à la turbulence peuvent aussi être représentées dans le domaine temporel par l'utilisation des fonctions rationnelles [Chen *et al.*, 2000]. La formulation des fonctions rationnelles est obtenue en utilisant l'approximation de Roger dans la formulation des fonctions impulsionnelles. Les expressions des forces dues à la turbulence avec les fonctions rationnelles sont similaires aux fonctions rationnelles des forces auto-excitées présentées à la section 2.2.6.

2.2.6 Flottement

Le flottement est une instabilité aérodynamique qui se caractérise par une augmentation de l'oscillation d'un pont soumis au vent [Scanlan et Sabzevari, 1967]. Il est à noter que ce phénomène peut aussi se produire dans le cas des ailes d'avion et des cheminées. Cette augmentation des déplacements s'explique par un transfert d'énergie du vent vers le pont. Alors, le flottement est qualifié d'instabilité auto-excitée. Généralement, les oscillations causées par le flottement se font en torsion. Elles peuvent impliquer un mode de vibration ou bien plusieurs modes du pont. Les forces responsables de ce phénomène, soit les forces auto-excitées aussi appelées forces aéroélastiques, sont causées par le mouvement du pont dans l'écoulement d'air. Le flottement d'un pont ne se produit qu'au-delà d'une vitesse critique du vent. Au-delà de cette vitesse critique, il y a des mouvements avec de grandes amplitudes qui peuvent mener à la ruine. L'analyse du flottement se fait à l'aide de l'étude des forces auto-excitées.

Selon Matsumoto *et al.* [2002], le phénomène du flottement peut être classifié en cinq types. Tout d'abord, il y a le flottement en torsion à basse vitesse causé par des tourbillons sur la face latérale du pont. Ensuite, il y a le flottement en torsion à haute vitesse dû à la séparation locale de l'écoulement sur la face latérale du pont près du bord d'attaque. Le troisième et le quatrième type sont le flottement couplé en torsion et le flottement vertical couplé, qui sont contrôlés par la rigidité aérodynamique. Le dernier type est le flottement hybride, qui survient quand le flottement en torsion se produit à la même vitesse de vent que le flottement vertical. La géométrie du tablier ainsi que les caractéristiques structurales,

comme l'amortissement structural, ont un effet par rapport à l'apparition de l'un de ces types de flottement.

Formule empirique

Selberg [1961] a proposé une formule empirique pour estimer la vitesse du flottement couplé (équation 2.26). La formule de Selberg peut être utilisée quand le ratio de la fréquence en rotation sur la fréquence verticale (ω_α/ω_h) est supérieur à 1.5.

$$U_{cr} = 0.6B\omega_\alpha \sqrt{\left[1 - \left(\frac{\omega_h}{\omega_\alpha}\right)^2\right] \frac{\sqrt{\tilde{m}\tilde{I}}}{\rho B^3}} \quad (2.26)$$

où U_{cr} est la vitesse de flottement ; B est la largeur du tablier ; ω_h et ω_α sont respectivement la fréquence angulaire verticale et la fréquence angulaire en rotation ; \tilde{m} est la masse par unité de longueur ; \tilde{I} est le moment d'inertie de masse par unité de longueur ; ρ est la masse volumique de l'air.

Approche quasi statique

L'approche quasi statique est l'une des méthodes pour représenter les forces auto-excitées nécessaires à l'analyse du flottement des ponts. Comme il a été mentionné à la section 2.2.5, il est possible d'obtenir des expressions des forces auto-excitées à partir de l'équation 2.11. En linéarisant les relations de l'équation 2.11 afin de faciliter une analyse dynamique, il est possible d'obtenir une formulation des forces auto-excitées sous la forme d'une combinaison linéaire [Chen et Kareem, 2002]. Pour le système de la figure 2.4, les équations des forces auto-excitées selon l'approche quasi statique sont :

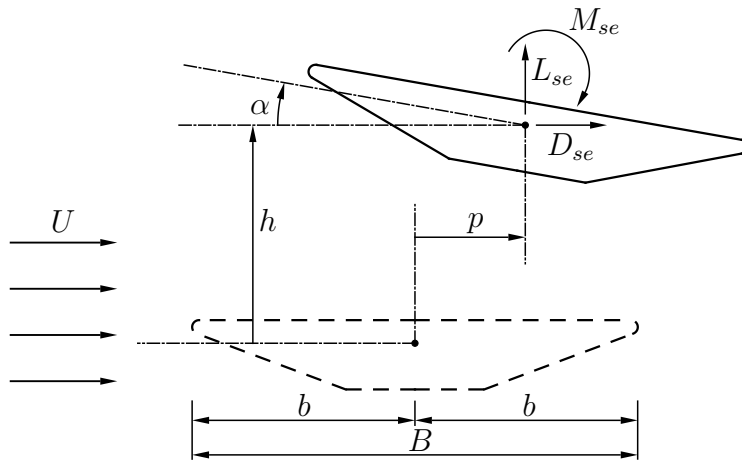


Figure 2.4 Forces auto-excitées sur un tablier de pont

$$D_{se}(t) = \frac{1}{2}\rho U^2(2b) \left(-2C_D \frac{\dot{p}}{U} + C'_D \alpha - (C'_D - C_L) \frac{\dot{h} + m_1 b \dot{\alpha}}{U} \right) \quad (2.27)$$

$$L_{se}(t) = \frac{1}{2}\rho U^2(2b) \left(-(C'_L + C_D) \frac{\dot{h} + m_1 b \dot{\alpha}}{U} + C'_L \alpha - 2C_L \frac{\dot{p}}{U} \right) \quad (2.28)$$

$$M_{se}(t) = \frac{1}{2}\rho U^2(2b^2) \left(-2C'_M \frac{\dot{h} + m_1 b \dot{\alpha}}{U} + 2C'_M \alpha - 4C_M \frac{\dot{p}}{U} \right) \quad (2.29)$$

où $D_{se}(t)$, $L_{se}(t)$ et $M_{se}(t)$ sont respectivement la force auto-excitée de traînée, la force auto-excitée de portance et le moment auto-excité par unité de longueur de tablier ; ρ est la masse volumique de l'air ; U est la vitesse moyenne du vent ; b est la moitié de la largeur du tablier B ; $C_D = C_D(\alpha_s)$, $C_L = C_L(\alpha_s)$ et $C_M = C_M(\alpha_s)$ sont les coefficients aérodynamiques évalués à l'angle d'incidence α_s ; le prime dénote la dérivée par rapport à l'angle d'incidence ; $p = p(t)$, $h = h(t)$ et $\alpha = \alpha(t)$ sont respectivement le déplacement horizontal, vertical et en rotation ; t est le temps ; le point suscrit dénote la dérivée par rapport au temps ; m_1 est un paramètre caractérisant la contribution de $\dot{\alpha}$ aux forces qui peut être déterminé à partir des coefficients instationnaires qui sont présentés à la section suivante.

L'approche quasi statique n'est valable que quand les perturbations dans l'écoulement causées par le tablier se produisent loin en aval de celui-ci et quand le temps nécessaire pour que l'écoulement contourne le tablier est beaucoup plus faible que le temps pour que le tablier réponde aux changements de l'écoulement [Wu et Kareem, 2013b]. Ceci est le cas pour de faibles fréquences réduites ou de façon équivalente pour de grandes vitesses réduites [Chen et Kareem, 2002]. Il faut noter que la formulation quasi statique des forces auto-excitées ne donne pas des résultats satisfaisants pour l'étude du flottement.

Coefficients instationnaires

Le modèle mathématique le plus utilisé pour représenter les forces auto-excitées est celui de Scanlan qui est basé sur les coefficients instationnaires [Scanlan et Tomko, 1971]. Par rapport à l'approche quasi statique, ce modèle permet une meilleure représentation des forces auto-excitées. Il est à noter que celui-ci est un modèle semi-empirique qui nécessite le recours à des essais en soufflerie. Les équations 2.30–2.32 présentent les expressions modernes des forces auto-excitées basées sur les coefficients instationnaires pour le système de référence de la figure 2.4 [Chen et Kareem, 2002].

$$D_{se}(t) = \frac{1}{2}\rho U^2(2b) \left(kP_1^* \frac{\dot{p}}{U} + kP_2^* \frac{b\dot{\alpha}}{U} + k^2 P_3^* \alpha + k^2 P_4^* \frac{p}{b} + kP_5^* \frac{\dot{h}}{U} + k^2 P_6^* \frac{h}{b} \right) \quad (2.30)$$

$$L_{se}(t) = \frac{1}{2}\rho U^2(2b) \left(kH_1^* \frac{\dot{h}}{U} + kH_2^* \frac{b\dot{\alpha}}{U} + k^2 H_3^* \alpha + k^2 H_4^* \frac{h}{b} + kH_5^* \frac{\dot{p}}{U} + k^2 H_6^* \frac{p}{b} \right) \quad (2.31)$$

$$M_{se}(t) = \frac{1}{2}\rho U^2(2b^2) \left(kA_1^* \frac{\dot{h}}{U} + kA_2^* \frac{b\dot{\alpha}}{U} + k^2 A_3^* \alpha + k^2 A_4^* \frac{h}{b} + kA_5^* \frac{\dot{p}}{U} + k^2 A_6^* \frac{p}{b} \right) \quad (2.32)$$

où $k = \omega b/U$ est la fréquence réduite ; ω est la fréquence angulaire du mouvement ; P_i^* , H_i^* et A_i^* ($i = 1, \dots, 6$) sont les coefficients instationnaires, qui sont fonction de la vitesse réduite $U_R = U/fB$ et de l'angle d'incidence moyen α_s ; f est la fréquence du mouvement. Les coefficients instationnaires peuvent être décrits comme les coefficients aérodynamiques d'un corps en mouvement. Ceux-ci doivent être déterminés à partir d'essais en soufflerie. Il est à noter qu'il est aussi possible d'écrire les équations 2.30–2.32 sous forme matricielle avec une matrice d'amortissement aérodynamique et une matrice de rigidité aérodynamique.

Selon cette formulation, les forces auto-excitées sont une combinaison linéaire des déplacements et des vitesses du tablier. Puisque cette approche est linéaire, elle n'est, dans les faits, qu'une approximation du phénomène, car elle n'est valable que pour de faibles amplitudes autour de l'angle d'incidence moyen [Scanlan, 1997]. De plus, cette formulation des forces auto-excitées est hybride entre le domaine temporel et le domaine fréquentiel puisque les forces sont définies dans le domaine temporel tandis que les coefficients instationnaires sont dépendants de la fréquence du mouvement. La prise en compte des non-linéarités aérodynamiques est difficile avec ce modèle. De plus, selon Scanlan et Tomko [1971], cette approche est seulement valable dans le cas d'oscillations sinusoïdales ou bien d'oscillations sinusoïdales avec décroissance exponentielle, ce qui fait que l'utilisation de ce modèle dans une analyse non linéaire n'est pas valide.

Chen et Kareem [2002] présentent des relations d'interdépendance pour les coefficients instationnaires H_i^* ($i = 1, \dots, 4$) et A_i^* ($i = 1, \dots, 4$) (équation 2.33). De plus, en comparant les équations 2.30–2.32 aux équations 2.27–2.29 de l'approche quasi statique, il est possible d'obtenir des expressions quasi statiques des coefficients instationnaires [Chen et Kareem, 2002]. Ces expressions peuvent être utiles pour l'estimation de certains coefficients instationnaires dans le cas où le montage expérimental utilisé ou bien la méthode d'identification des coefficients instationnaires utilisée ne permet pas la détermination des 18 coefficients.

$$H_1^* = kH_3^* \quad H_4^* = -kH_2^* \quad A_1^* = kA_3^* \quad A_4^* = -kA_2^* \quad (2.33)$$

Essais sectionnels en régime libre La détermination des coefficients instationnaires se fait en soufflerie par l'intermédiaire d'essais sectionnels. Puisqu'un montage expérimental relativement simple est nécessaire, les essais en régime libre sont généralement utilisés. Ces essais consistent à relâcher d'une position initiale un modèle sectionnel soutenu à ses extrémités par un montage flexible qui peut bouger selon trois degrés de liberté dans le cas de l'extraction de 18 coefficients instationnaires [Bartoli *et al.*, 2009; Ibrahim et Mikulcik, 1977; Sarkar *et al.*, 1994; Scanlan et Tomko, 1971]. Pendant les essais, les déplacements du modèle sectionnel décroissant exponentiellement sont mesurés dans le but de déterminer les matrices dynamiques du système. Deux phases de tests doivent être réalisées, soit une sans vent et une avec vent. De cette façon, la contribution aérodynamique aux matrices du système peut être déterminée, ce qui permet l'identification des coefficients instationnaires. L'avantage de cette méthode est qu'elle permet de déterminer la vitesse de flottement expérimentalement. Par contre, la détermination avec précision des coefficients instationnaires pour des vitesses de vent supérieures à la vitesse de flottement est difficile. Aussi, il est ardu d'étudier l'effet de l'amplitude du mouvement avec ces essais. Un autre désavantage de cette méthode est que des algorithmes complexes d'extraction des coefficients instationnaires sont nécessaires, car le problème à résoudre est mal conditionné.

Identification des coefficients instationnaires en régime libre Il existe de nombreuses méthodes d'identification des coefficients instationnaires en régime libre. Les méthodes les plus récentes permettent l'identification simultanée des 18 coefficients instationnaires. L'une d'entre elles est la méthode *Ibrahim time domain* (ITD) [Ibrahim et Mikulcik, 1977]. Cette méthode est basée sur une analyse aux valeurs propres complexes qui utilise de façon redondante les signaux de déplacement dans le but de réaliser une estimation par les moindres carrés des valeurs et des vecteurs propres du système, ce qui permet la détermination des matrices du système. Afin d'améliorer la précision de la méthode ITD, Sarkar *et al.* [1994] ont proposé d'utiliser la méthode ITD de façon itérative, ce qui est connu sous le nom de la méthode *modified Ibrahim time domain* (MITD). Gu *et al.* [2000] ont présenté la méthode *unifying least squares* (ULS), qui est une méthode itérative basée sur la minimisation par les moindres carrés non linéaires d'une fonction d'erreur unifiée. Cette fonction d'erreur est donnée par la différence entre des signaux expérimentaux de déplacement et des signaux simulés à partir des estimations des valeurs et vecteurs propres du système dynamique de l'itération en cours. La procédure itérative est continuée jusqu'à

la convergence des paramètres du système. La méthode *modified unifying least squares* (MULS) est une amélioration de la méthode ULS [Bartoli *et al.*, 2009]. En effet, le temps de calcul est amélioré par une modification de la procédure d'itération de la méthode ULS. En plus, la précision est améliorée par l'intégration de facteurs de pondération dans la fonction d'erreur unifiée. La méthode *improved stochastic search algorithm* (ISSA) est similaire aux méthodes ULS et MULS, mais les paramètres d'itération pour cette méthode sont déterminés par une approche stochastique [Xu *et al.*, 2012]. De ces méthodes, ce sont les méthodes MULS et ISSA qui semblent les plus précises et les plus efficaces pour la détermination des coefficients instationnaires dans le cas d'essais en régime libre.

Essais sectionnels en régime forcé La détermination des coefficients instationnaires peut aussi se faire par l'intermédiaire d'essais sectionnels en régime forcé (oscillations forcées) [Diana *et al.*, 2004; Li, 1995; Neuhaus *et al.*, 2009; Prud'homme, 2015]. Ces essais consistent à mettre en mouvement de façon sinusoïdale un modèle sectionnel selon un degré de liberté à la fois à l'aide de vérins. Par contre, des essais couplés peuvent aussi être réalisés. Pendant les oscillations du modèle, les déplacements et les forces sont mesurés. Deux phases de tests doivent être réalisées, soit une sans vent et une avec vent. À partir des mesures des déplacements et des forces avec et sans vent, les coefficients instationnaires peuvent être déterminés. Au lieu de mesurer directement les forces, il est possible de faire l'intégration des pressions sur la surface du modèle sectionnel. De cette façon, la mesure des coefficients instationnaires peut se faire avec seulement une phase d'essai avec vent [Haan Jr, 2000; King *et al.*, 1991]. En raison du bruit, l'identification avec précision des coefficients couplés est difficile. Comparativement aux essais en régime libre, les méthodes d'identification des coefficients instationnaires sont plus simples dans le cas d'essais en régime forcé. De plus, les essais en régime forcé permettent de réaliser des études paramétriques notamment par rapport à l'amplitude et à la fréquence du mouvement. Par contre, ces essais ne permettent pas la détermination de la vitesse de flottement de façon expérimentale; une approche analytique doit être utilisée.

Identification des coefficients instationnaires en régime forcé Li [1995] a présenté une méthode d'identification des coefficients instationnaires basée sur la transformée de Fourier rapide ou *fast Fourier transform* (FFT). Tout d'abord, en utilisant la FFT, les amplitudes des composantes des signaux de force en sinus relative au déplacement et en cosinus relative à la vitesse sont déterminées dans le cas sans vent et avec vent. Par la suite, les coefficients instationnaires sont déterminés en soustrayant les amplitudes sans vent de celles avec vent. Neuhaus *et al.* [2009] ont présenté une approche similaire, mais au lieu de déterminer les amplitudes des composantes des signaux de force en sinus et en

cosinus, les amplitudes des signaux de force et le déphasage entre les signaux de force et les déplacements sont évalués. Les amplitudes sont déterminées par la méthode des moindres carrés non linéaires tandis que le déphasage est déterminé par l'estimation spectrale de P.D. Welch. Ensuite, les coefficients instationnaires sont calculés à partir des amplitudes des forces et du déphasage. D'autres chercheurs ont aussi utilisé la méthode des moindres carrés linéaires (*linear least squares* ou LLS) pour la détermination des amplitudes des composantes des signaux de force en sinus relative au déplacement et en cosinus relative à la vitesse [Diana *et al.*, 2004; Xu *et al.*, 2014].

Fonctions indicielles

Le modèle basé sur les coefficients instationnaires ne peut être utilisé dans une analyse temporelle puisque ces coefficients sont dépendants de la fréquence. Il est donc nécessaire d'utiliser des intégrales de convolution avec des fonctions impulsionnelles, ou bien de façon similaire, avec des fonctions indicielles. Ces approches sont assez répandues dans la littérature. Notamment, Lin et Yang [1983] présentent une formulation des forces auto-excitées utilisant des fonctions impulsionnelles relatives à la vitesse et à l'accélération du tablier. Dans le cas des fonctions indicielles, en utilisant la notation de Chen et Kareem [2002], les forces auto-excitées s'expriment ainsi :

$$D_{se}(t) = \frac{1}{2}\rho U^2(2b) \int_{-\infty}^t \left(-(C'_D - C_L)\Phi_{Dh}(t-\tau)\frac{\ddot{h}(\tau)}{U} - 2C_D\Phi_{Dp}(t-\tau)\frac{\ddot{p}(\tau)}{U} - (C'_D - C_L)\Phi_{D\alpha}(t-\tau)\dot{\alpha}(\tau) \right) d\tau \quad (2.34)$$

$$L_{se}(t) = \frac{1}{2}\rho U^2(2b) \int_{-\infty}^t \left(-(C'_L + C_D)\Phi_{Lh}(t-\tau)\frac{\ddot{h}(\tau)}{U} - 2C_L\Phi_{Lp}(t-\tau)\frac{\ddot{p}(\tau)}{U} - (C'_L + C_D)\Phi_{L\alpha}(t-\tau)\dot{\alpha}(\tau) \right) d\tau \quad (2.35)$$

$$M_{se}(t) = \frac{1}{2}\rho U^2(2b)^2 \int_{-\infty}^t \left(-C'_M\Phi_{Mh}(t-\tau)\frac{\ddot{h}(\tau)}{U} - 2C_M\Phi_{Mp}(t-\tau)\frac{\ddot{p}(\tau)}{U} - C'_M\Phi_{M\alpha}(t-\tau)\dot{\alpha}(\tau) \right) d\tau \quad (2.36)$$

où Φ_{Dp} , Φ_{Lp} et Φ_{Mp} sont des fonctions indicielles dans le cas du mouvement horizontal respectivement pour la force de traînée, pour la force de portance et pour le moment ; Φ_{Dh} , Φ_{Lh} et Φ_{Mh} sont des fonctions indicielles dans le cas du mouvement vertical respectivement pour la force de traînée, pour la force de portance et pour le moment ; $\Phi_{D\alpha}$, $\Phi_{L\alpha}$ et $\Phi_{M\alpha}$ sont des fonctions indicielles dans le cas du mouvement en rotation respectivement pour la force

de traînée, pour la force de portance et pour le moment ; τ est une variable d'intégration pour le temps.

Ces fonctions indicielles permettent de représenter l'évolution temporelle des forces auto-excitées. Pour les ponts, des fonctions semblables à celles utilisées dans le cas des profils d'ailes d'avion sont considérées. En effet, des fonctions similaires à celles de Wagner sont utilisées pour les fonctions indicielles (équation 2.37) [Zhang *et al.*, 2011].

$$\Phi_{hk} = 1 - \sum_{i=1}^n a_{hki} e^{-d_{hki}s} = 1 - \sum_{i=1}^n a_{hki} e^{-d_{hki} \frac{Ut}{B}} \quad (2.37)$$

où a_{hki} et d_{hki} sont des paramètres des fonctions indicielles ; $s = Ut/B$ est le temps adimensionnel.

Il est à noter qu'il est possible d'obtenir des relations entre les coefficients instationnaires et les fonctions indicielles à l'aide d'une transformée de Fourier. Comparativement aux profils d'ailes d'avion, il est assez difficile de déterminer les paramètres des fonctions indicielles pour des sections de tablier. Alors, ceux-ci doivent être obtenus à partir d'essais en soufflerie. Caracoglia et Jones [2003] présentent une méthode pour obtenir directement les fonctions indicielles à partir de mesures en soufflerie sur un modèle sectionnel auquel des mouvements échelons sont imposés. Il est aussi possible de déterminer indirectement les paramètres des fonctions indicielles à partir d'une série de coefficients instationnaires à différentes fréquences réduites [Zhang *et al.*, 2011].

Zhang *et al.* [2011] ont montré que si les paramètres de l'équation 2.37 ont été identifiés correctement, la méthode des fonctions indicielles donne des résultats très près de ceux de la méthode des coefficients instationnaires. Comparativement aux coefficients instationnaires, l'utilisation des fonctions indicielles révèle un comportement transitoire de la réponse dynamique en début de simulation. Cette approche permet de prendre en compte les effets instationnaires, mais elle n'est valable que pour de faibles amplitudes. Aussi, puisque les fonctions indicielles sont obtenues à partir d'un nombre restreint d'une série de coefficients instationnaires, les effets instationnaires pourraient être mal pris en compte par les fonctions indicielles, ce qui est problématique pour une prédiction réaliste du flottement.

Fonctions rationnelles

Les forces auto-excitées peuvent aussi être représentées par l'utilisation de fonctions rationnelles qui sont obtenues en utilisant l'approximation de Roger dans la formulation des fonctions impulsionnelles [Chen *et al.*, 2000]. En utilisant la notation de Chen et

Kareem [2002], la contribution du déplacement vertical à la force auto-excitée de portance s'exprime :

$$L_{seh}(t) = \frac{1}{2}\rho U^2 \left(A_{Lh1}h(t) + A_{Lh2}\frac{b}{U}\dot{h}(t) + A_{Lh3}\frac{b^2}{U^2}\ddot{h}(t) + \sum_{j=1}^{m_{Lh}}\phi_{Lhj} \right) \quad (2.38)$$

où $L_{seh}(t)$ est la contribution du déplacement vertical à la force auto-excitée de portance ; A_{Lhi} sont des paramètres représentant la contribution de $h(t)$ à $L_{seh}(t)$; ϕ_{Lhj} est un paramètre pour tenir compte des états aérodynamiques supérieurs.

Par souci de concision, les expressions des autres composantes des différentes forces auto-excitées ne sont pas présentées, mais elles sont similaires à celle de l'équation 2.38. Selon Chen *et al.* [2000], la détermination des différents paramètres de l'équation 2.38 peut se faire à partir des coefficients instationnaires à l'aide des moindres carrés non linéaires, ce qui signifie que la prise en compte des non-linéarités aérodynamiques est difficile. Ces paramètres peuvent aussi être identifiés à partir des signaux des forces auto-excitées et des signaux de déplacement pour des essais en régime libre [Chowdhury et Sarkar, 2005] ou des essais en régime forcé [Cao et Sarkar, 2012] en utilisant les moindres carrés. Le nombre de termes utilisés pour les états aérodynamiques supérieurs peut avoir un effet sur la qualité de la représentation des forces auto-excitées.

Représentation d'état des forces auto-excitées

Zhang *et al.* [2003a] proposent de traiter les forces auto-excitées en tant que système dynamique distinct du système dynamique du tablier de pont. Cette approche est basée sur une représentation d'état linéaire des forces auto-excitées (*linear state space model*). Elle permet le calcul des forces auto-excitées dans le domaine temporel. Initialement, cette formulation a été développée pour étudier l'effet de l'amplitude du mouvement sur les forces auto-excitées.

2.2.7 Représentation non linéaire des forces auto-excitées

Non-linéarités des forces auto-excitées

La représentation des forces auto-excitées par l'approche quasi statique linéarisée, par les coefficients instationnaires, par les fonctions indicielles ou par les fonctions rationnelles n'est valable que pour de faibles oscillations du tablier autour de la position moyenne. Donc, dans le cas de déplacements importants, des non-linéarités des forces aéroélastiques peuvent être observées. Effectivement, les coefficients instationnaires démontrent des non-linéarités

par rapport à l'amplitude du mouvement [Chen *et al.*, 2005; Falco *et al.*, 1992; Larose *et al.*, 1993; Wu et Kareem, 2013a; Xu *et al.*, 2016]. Il a aussi été montré que les coefficients instationnaires ont un comportement non linéaire par rapport à la fréquence du mouvement [Chen *et al.*, 2005; Prud'homme, 2015]. Chen *et al.* [2005] ont testé un modèle sectionnel en régime forcé à différentes fréquences et à différentes amplitudes (tableau 2.1). Les courbes de coefficients instationnaires des essais de Chen *et al.* [2005], présentées à la figure 2.5, montrent les non-linéarités des coefficients instationnaires par rapport à l'amplitude et à la fréquence.

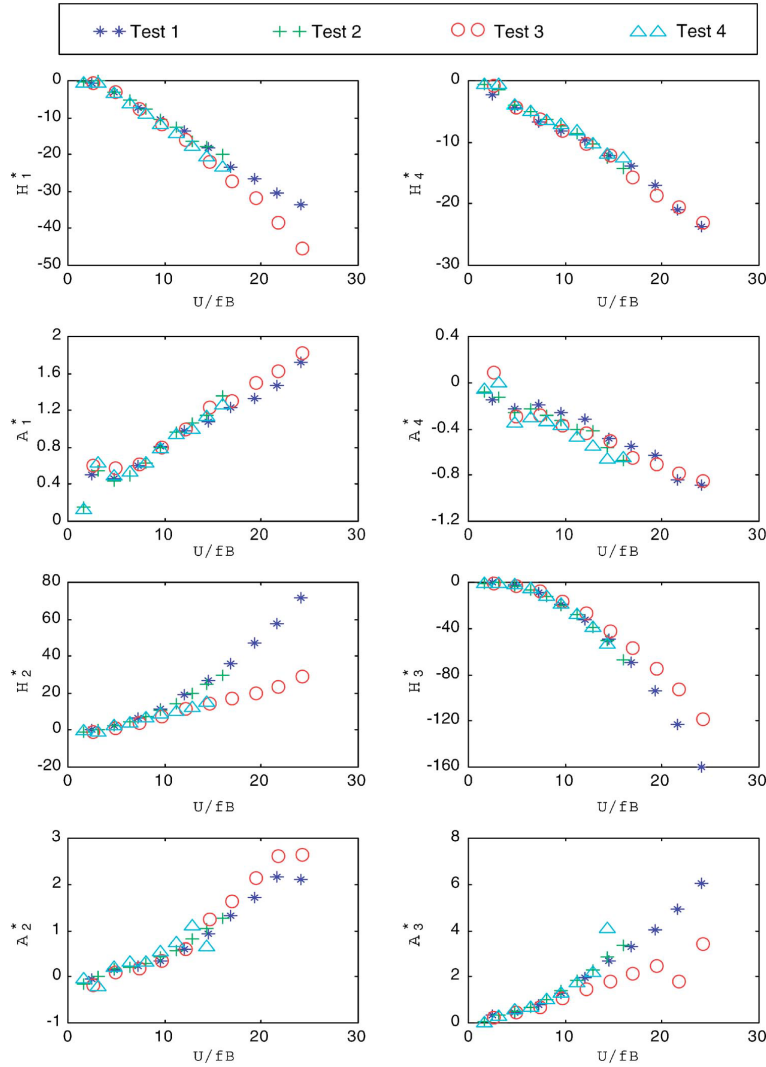
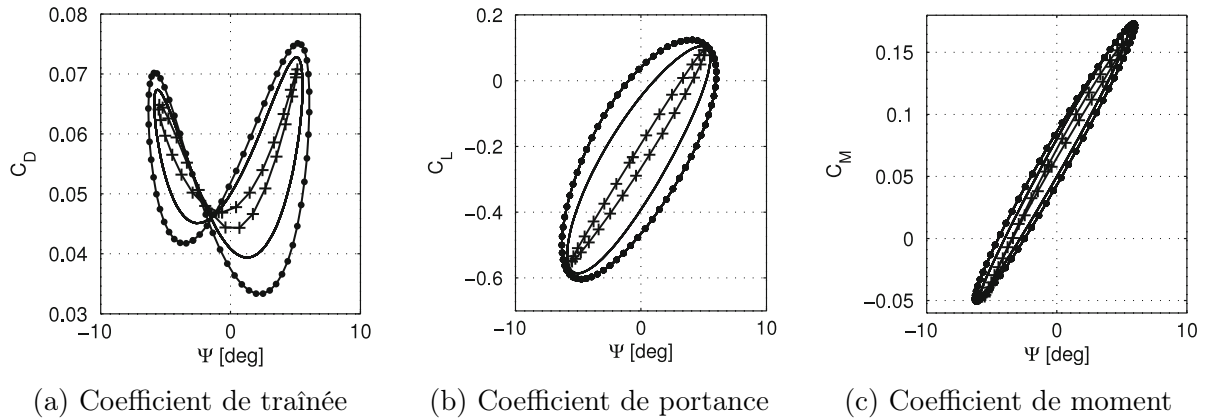


Figure 2.5 Étude des non-linéarités des coefficients instationnaires [Chen *et al.*, 2005]

Tableau 2.1 Étude des non-linéarités des coefficients instationnaires [Chen *et al.*, 2005]

Test	Fréquence (Hz)	Amp. vert. (mm)	Amp. en rot. (°)
1	2	8	2
2	3	8	2
3	2	14	4
4	3	14	4

De plus, comme mentionné précédemment, l'angle d'incidence moyen a un effet sur les forces aéroélastiques et les coefficients instationnaires [Diana *et al.*, 2004]. Aussi, les coefficients des forces aérodynamiques démontrent un comportement hystérétique par rapport à l'angle d'incidence effectif [Diana *et al.*, 2008; Wu et Kareem, 2013a]. La figure 2.6 présente des courbes d'hystérésis des coefficients aérodynamiques pour différentes vitesses réduites. Ces courbes d'hystérésis sont obtenues en imposant un mouvement sinusoïdal à un modèle sectionnel. Cela signifie que ces coefficients de force incluent la contribution des forces aérodynamiques statiques et celle des forces auto-excitées. Ce comportement hystérétique est donc causé par les forces auto-excitées et les non-linéarités de celles-ci.

Figure 2.6 Comportement hystérétique des coefficients aérodynamiques [Diana *et al.*, 2010]

Alors, afin d'être en mesure de prédire adéquatement le flottement, la modélisation des forces aéroélastiques en incluant les non-linéarités de celles-ci est souhaitable. Quelques approches ont été proposées pour considérer ces non-linéarités des forces auto-excitées.

Fonctions indicielles non linéaires

Comme il a été dit, l'utilisation des fonctions indicielles est seulement valide pour de faibles oscillations, ce qui signifie que les non-linéarités sont négligées. Par contre, un modèle non linéaire inspiré du modèle linéaire des fonctions indicielles a été proposé [Chen et Kareem, 2002, 2003]. Afin que le modèle des fonctions indicielles devienne non linéaire, les fonctions indicielles sont exprimées comme des fonctions de l'angle d'incidence effectif α_e et du temps. Par exemple, la force auto-excitée de portance s'exprime ainsi [Chen et Kareem, 2002] :

$$L_{se}(t) = \frac{1}{2}\rho U^2(2b) \int_{-\infty}^t \left(-(C'_L + C_D)\Phi_{Lh}(\alpha_e, t - \tau) \frac{\ddot{h}(\tau)}{U} - 2C_L\Phi_{Lp}(\alpha_e, t - \tau) \frac{\ddot{p}(\tau)}{U} - (C'_L + C_D)\Phi_{L\alpha}(\alpha_e, t - \tau) \dot{\alpha}(\tau) \right) d\tau \quad (2.39)$$

Des expressions similaires peuvent être obtenues pour les autres forces auto-excitées. De plus, de façon équivalente, des fonctions impulsionnelles non linéaires et des fonctions rationnelles non linéaires peuvent être utilisées. Cette formulation des forces aéroélastiques nécessite donc la détermination de fonctions indicielles à partir d'essais en soufflerie pour plusieurs angles d'incidence, ce qui représente un travail considérable.

Séries de Volterra

Le modèle des fonctions indicielles non linéaires a été amélioré par Wu et Kareem [2013c, 2015] pour tenir compte des effets non linéaires d'ordre supérieur. Pour ce faire, les équations des forces auto-excitées sont utilisées de façon récursive dans une série de Volterra, une somme infinie d'intégrales de convolution multidimensionnelles. Cette approche ne sera pas présentée en détail dans ce document en raison de sa complexité mathématique. Puisque cette méthode est basée sur les fonctions indicielles, une analyse dans le domaine temporel est possible.

Courbes d'hystérésis des coefficients aérodynamiques

Les courbes d'hystérésis des coefficients aérodynamiques comme celles de la figure 2.6 permettent de caractériser simultanément les forces aérodynamiques statiques et les forces auto-excitées tout en considérant les non-linéarités de ces dernières. Par contre, ces courbes ne peuvent pas être utilisées directement dans une analyse dynamique non linéaire parce que celles-ci dépendent de la vitesse réduite, donc de la fréquence. Diana *et al.* [2010] ont alors proposé une approche permettant de calculer les différents coefficients de force selon

l'angle d'incidence effectif et qui permet de tenir compte du comportement hystérétique dans une analyse temporelle. En adaptant la notation de Diana *et al.* [2010] à celle de ce document, le coefficient de moment selon cette approche s'exprime :

$$C_{Msse}(\alpha_e, \dot{\alpha}_e) = C_M(\alpha_e) + \beta_1 + \beta_2\alpha_e + \beta_3\dot{\alpha}_e + \beta_4\alpha_e^2 + \beta_5\alpha_e\dot{\alpha}_e + \beta_6\alpha_e^3 + \beta_7\alpha_e^2\dot{\alpha}_e \quad (2.40)$$

où $C_{Msse}(\alpha_e, \dot{\alpha}_e)$ est le coefficient de moment prenant en compte la contribution aérodynamique et aéroélastique et qui est fonction de l'angle effectif α_e et de la dérivée par rapport au temps de l'angle d'incidence effectif $\dot{\alpha}_e$; $C_M(\alpha_e)$ est le coefficient de moment ; β_i sont les paramètres du modèle. Ces paramètres sont déterminés en utilisant la méthode des moindres carrés pondérés. De cette façon, une plus grande importance est accordée aux courbes d'hystérésis pour des vitesses réduites près de celles rencontrées pour le pont à l'étude. Il est à noter que les expressions pour les autres coefficients de forces sont similaires à celle de l'équation 2.40. Le désavantage de cette approche est qu'il est nécessaire de connaître approximativement la plage des vitesses réduites afin de déterminer correctement les paramètres du modèle.

Wu et Kareem [2011] présentent une approche basée sur un réseau de neurones artificiels et jumelée à un automate cellulaire pour modéliser le comportement hystérétique. Cette méthode a le désavantage d'être une approche avancée de modélisation.

Coefficients instationnaires fonction de la vitesse et de l'accélération

Puisque les coefficients instationnaires démontrent un comportement non linéaire par rapport à la fréquence et à l'amplitude du mouvement, ce qui pourrait être causé par des non-linéarités des forces aéroélastiques par rapport à la vitesse et à l'accélération du mouvement, Prud'homme *et al.* [2015b] ont proposé de calculer 27 coefficients instationnaires à l'aide d'essais en régime forcé, et ce, pour un mouvement à vitesse absolue constante ou un mouvement à accélération absolue constante. Les forces auto-excitées fonction de la vitesse et de l'accélération s'expriment :

$$\mathbf{p}_{se} = \mathbf{M}_{se}(\ddot{\mathbf{u}})\ddot{\mathbf{u}} + \mathbf{C}_{se}(\dot{\mathbf{u}})\dot{\mathbf{u}} + \mathbf{K}_{se}(\mathbf{u})\mathbf{u} \quad (2.41)$$

$$\mathbf{p}_{se} = \begin{bmatrix} D_{se}(t) & L_{se}(t) & M_{se}(t) \end{bmatrix}^T \quad \mathbf{u} = \begin{bmatrix} p(t) & h(t) & \alpha(t) \end{bmatrix}^T \quad (2.42)$$

$$\mathbf{M}_{se}(\ddot{\mathbf{u}}) = \rho \begin{bmatrix} P_7(\ddot{p}(t)) & P_9(\ddot{h}(t)) & P_8(\ddot{\alpha}(t)) \\ H_9(\ddot{p}(t)) & H_7(\ddot{h}(t)) & H_8(\ddot{\alpha}(t)) \\ A_9(\ddot{p}(t)) & A_7(\ddot{h}(t)) & A_8(\ddot{\alpha}(t)) \end{bmatrix} \quad (2.43)$$

$$\mathbf{C}_{\text{se}}(\dot{\mathbf{u}}) = \rho \begin{bmatrix} P_1(\dot{p}(t)) & P_5(\dot{h}(t)) & P_2(\dot{\alpha}(t)) \\ H_5(\dot{p}(t)) & H_1(\dot{h}(t)) & H_2(\dot{\alpha}(t)) \\ A_5(\dot{p}(t)) & A_1(\dot{h}(t)) & A_2(\dot{\alpha}(t)) \end{bmatrix} \quad (2.44)$$

$$\mathbf{K}_{\text{se}}(\dot{\mathbf{u}}) = \rho \begin{bmatrix} P_4(\dot{p}(t)) & P_6(\dot{h}(t)) & P_3(\dot{\alpha}(t)) \\ H_6(\dot{p}(t)) & H_4(\dot{h}(t)) & H_3(\dot{\alpha}(t)) \\ A_6(\dot{p}(t)) & A_4(\dot{h}(t)) & A_3(\dot{\alpha}(t)) \end{bmatrix} \quad (2.45)$$

où \mathbf{p}_{se} est le vecteur des forces auto-excitées ; \mathbf{u} est le vecteur des déplacements ; $\mathbf{M}_{\text{se}}(\ddot{\mathbf{u}})$ est la matrice de masse aérodynamique qui est fonction de $\ddot{\mathbf{u}}$; $\mathbf{C}_{\text{se}}(\dot{\mathbf{u}})$ est la matrice d'amortissement aérodynamique qui est fonction de $\dot{\mathbf{u}}$; $\mathbf{K}_{\text{se}}(\dot{\mathbf{u}})$ est la matrice de rigidité aérodynamique qui est fonction de $\dot{\mathbf{u}}$; ρ est la masse volumique de l'air ; P_i , H_i et A_i sont les coefficients instationnaires qui ne sont pas adimensionnels dans ce cas-ci. Les coefficients instationnaires de la matrice de masse aérodynamique sont obtenus avec des essais en régime forcé à différentes accélérations absolues constantes. Pour les coefficients des matrices de rigidité et d'amortissement, ils sont déterminés à l'aide d'essais en régime forcé à différentes vitesses absolues constantes. De cette façon, l'effet de la vitesse et de l'accélération sur les forces auto-excitées peut être caractérisé.

Selon les analyses de flottement d'un modèle sectionnel qui ont été réalisées par Prud'homme *et al.* [2015b], la vitesse de flottement déterminée en considérant cette formulation temporelle se compare à celle obtenue avec une analyse basée sur les coefficients instationnaires conventionnels. Par contre, les analyses non linéaires ont révélé que l'amplitude du mouvement lorsqu'il y a flottement se stabilise au lieu d'augmenter exponentiellement comme dans le cas d'une analyse basée sur les coefficients instationnaires conventionnels. Cette stabilisation de l'amplitude est possible en raison de la considération de l'effet de la vitesse et de l'accélération dans la formulation des forces.

Par contre, ce modèle ne permet pas de prédire le flottement pour un pont à échelle réelle, car les coefficients instationnaires ne sont pas adimensionnels. Alors, les prédictions du flottement avec cette formulation sont limitées à l'échelle de la maquette testée en soufflerie.

2.3 Analyse du flottement d'un pont complet

Afin de réaliser une analyse du comportement aéroélastique d'un pont, il est nécessaire de considérer le poids propre de la structure, les forces aérodynamiques statiques, les forces dues à la turbulence ainsi que les forces auto-excitées [Salvatori et Borri, 2007].

L'équation 2.46 présente l'équation du mouvement d'un pont soumis à un chargement de vent.

$$\mathbf{M}\ddot{\mathbf{u}} + \mathbf{C}\dot{\mathbf{u}} + \mathbf{K}\mathbf{u} = \mathbf{p}_{dl} + \mathbf{p}_s + \mathbf{p}_b + \mathbf{p}_{se} \quad (2.46)$$

où \mathbf{M} , \mathbf{C} et \mathbf{K} sont respectivement les matrices de masse, d'amortissement et de rigidité du pont ; \mathbf{u} est le vecteur des déplacements du pont ; \mathbf{p}_{dl} est le vecteur de force du poids propre ; \mathbf{p}_s , \mathbf{p}_b et \mathbf{p}_{se} sont respectivement les vecteurs des forces aérodynamiques statiques, dues à la turbulence et auto-excitées. Dans le cas d'une analyse du flottement, les forces dues à la turbulence \mathbf{p}_b sont généralement négligées. De plus, pour une analyse totalement linéaire, il n'est pas nécessaire de prendre en compte le poids propre et les forces aérodynamiques statiques parce qu'ils ne font que déplacer la position moyenne autour de laquelle se produit le déplacement dynamique. Par contre, dans le cas d'une analyse non linéaire, ces forces doivent être prises en compte.

2.3.1 Modélisation

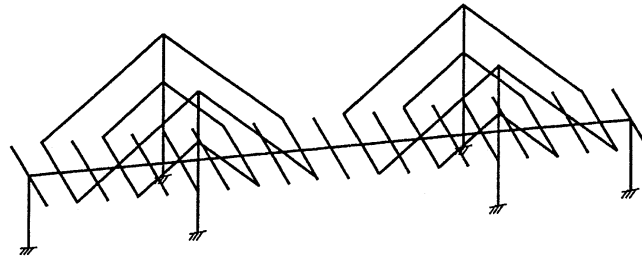
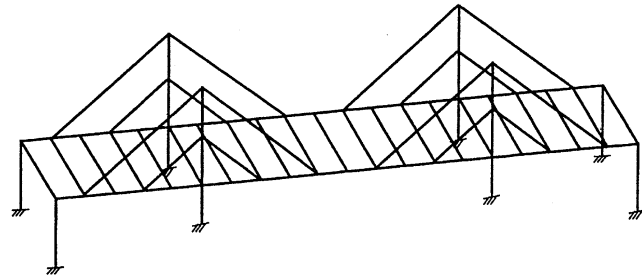
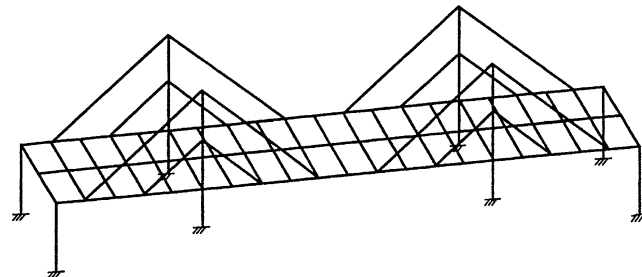
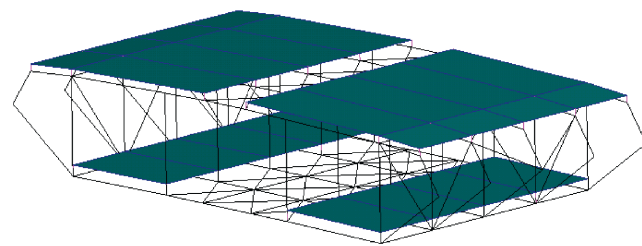
Afin de construire les matrices structurales de l'équation 2.46 pour un pont, il est nécessaire de réaliser un modèle discret de celui-ci. Dans le cas des ponts, deux approches peuvent être utilisées, soit la méthode des éléments finis ou bien la méthode des bandes finies. Des deux méthodes, c'est la méthode des éléments finis qui est la plus courante. Par contre, selon Cheng *et al.* [2003], les deux méthodes donnent des résultats semblables. De plus, la rigidité géométrique est généralement considérée en plus de la rigidité mécanique [Salvatori et Borri, 2007]. Pour l'amortissement, un amortissement de Rayleigh [Salvatori et Borri, 2007] ou bien un amortissement modal [Cheng *et al.*, 2003] peuvent être utilisés.

Méthode des éléments finis

Différentes approches de modélisation peuvent être utilisées pour un modèle par éléments finis dans l'étude du flottement. La figure 2.7 présente différentes idéalizations pour des ponts élancés. En effet, Cheng *et al.* [2003] discutent de trois modèles à poutres. Le premier est un modèle à poutres simples. Dans ce modèle, le tablier est idéalisé par une série d'éléments poutre comme montré à la figure 2.7a. Les câbles sont reliés aux poutres du tablier par des liens rigides. Avec un modèle comme celui-ci, la rigidité latérale et la rigidité au gauchissement sont difficiles à modéliser précisément. Cheng *et al.* [2003] présentent aussi un modèle avec deux séries d'éléments poutre reliées par des poutres transversales (figure 2.7b). Puisqu'il y a deux séries de poutres, ce modèle peut tenir

compte approximativement de la rigidité au gauchissement, mais le comportement en flexion latérale est moins bien modélisé que dans le modèle avec une série de poutres. Afin de mieux représenter la distribution de la masse et de la rigidité, un modèle avec trois séries de poutres peut être utilisé comme montré à la figure 2.7c [Cheng *et al.*, 2003]. Ces trois différents modèles permettent de déterminer la vitesse de flottement, mais la détermination adéquate des efforts au niveau des éléments structuraux du tablier ne peut être faite. Pour ce faire, un modèle plus raffiné du tablier comme un modèle multi échelles (figure 2.7d) est nécessaire [Xu, 2013]. Dans ce type de modèle, le tablier est modélisé avec différents types d'éléments finis dans le but de mieux représenter le comportement des éléments structuraux. Cette approche permet donc de mieux prédire les efforts dans les différents éléments du tablier, mais elle a le désavantage d'être complexe et d'augmenter le temps de calcul.

Au niveau de la modélisation des pylônes des ponts, des éléments poutre sont généralement utilisés [Cheng *et al.*, 2003; Karoumi, 1999; Mazzilli *et al.*, 2000; Xu, 2013]. Pour les câbles, des éléments câble basés sur un module élastique équivalent qui tient compte de la déformation matérielle et géométrique peuvent être utilisés [Ding *et al.*, 2000; Karoumi, 1999]. De plus, une formulation non linéaire des câbles basée sur une approche en grands déplacements peut être considérée [Karoumi, 1999].

(a) Modèle à poutres simples [Cheng *et al.*, 2003](b) Modèle à poutres doubles [Cheng *et al.*, 2003](c) Modèle à poutres triples [Cheng *et al.*, 2003]

(d) Modèle multi-échelles [Xu, 2013]

Figure 2.7 Modèles par éléments finis de ponts élancés

Méthode des bandes finies

Dans une analyse du comportement aéroélastique d'un pont, le tablier peut aussi être modélisé à l'aide de la méthode des bandes finies (*finite-strip method*) [Cheng *et al.*, 2003; Lau *et al.*, 2000]. Les principes de la méthode des bandes finies sont similaires à ceux de

la méthode des éléments finis. Par contre, la discrétisation du tablier se fait par bande à l'aide de lignes de nœuds comme montré à la figure 2.8. Cette approche permet de bien représenter les propriétés de masse et de rigidité ainsi que de tenir compte de la distribution spatiale des pressions des charges éoliennes.

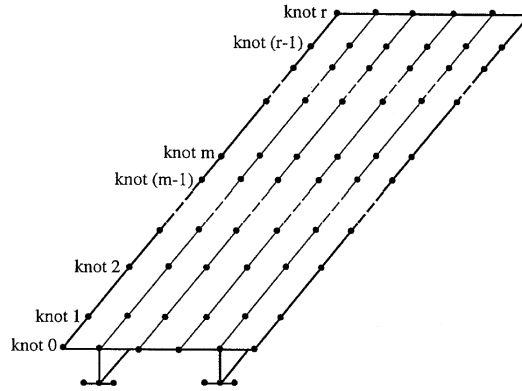


Figure 2.8 Modèle d'un tablier par bandes finies [Cheng *et al.*, 2003]

2.3.2 Forces aérodynamiques et aéroélastiques

Les équations des forces aérodynamiques et aéroélastiques présentées précédemment ne sont applicables que dans le cas d'une section d'un pont, car elles sont exprimées par unité de longueur. Néanmoins, celles-ci peuvent être étendues à un pont complet. Deux approches peuvent être utilisées pour le calcul du vecteur de forces [Namini, 1991]. La première méthode est de concentrer les forces au niveau des nœuds de la structure. Par exemple, dans le cas d'un élément poutre, la moitié de la charge est appliquée à chaque extrémité de l'élément, ce qui est appelé une formulation concentrée. Il est aussi possible d'utiliser une formulation cohérente des forces, et ce, en utilisant les mêmes fonctions d'interpolation pour le vecteur de forces que pour le type d'élément fini considéré. Namini [1991] a montré que les deux méthodes donnent des résultats semblables, mais la vitesse de flottement pour la formulation concentrée est légèrement inférieure.

2.3.3 Méthodes de résolution

Analyse modale

Dans le cas d'une analyse du flottement utilisant les coefficients instationnaires pour représenter les forces auto-excitées, une analyse modale peut être utilisée dans le but de déterminer la vitesse critique du flottement. Dans ce cas, il est possible de réécrire l'équation 2.46 sous la forme d'une équation en régime libre avec des matrices équivalentes

d'amortissement et de rigidité qui comprennent une composante structurale et une autre aérodynamique. Ensuite, une analyse modale complexe est réalisée pour déterminer la vitesse de vent à laquelle le taux d'amortissement de l'un des modes dynamiques d'un système équivalent devient nul [Agar, 1989], ce qui correspond à la vitesse de flottement. La méthode d'Agar [1989] considère tous les modes dynamiques de la structure, ce qui peut rendre les calculs assez longs pour un modèle raffiné. Afin que les calculs soient plus rapides, il est possible de considérer seulement quelques modes de la structure [Katsuchi *et al.*, 1999; Simiu et Scanlan, 1996]. Par contre, il est difficile de déterminer *a priori* quels modes participent le plus au flottement si l'analyse n'utilise que quelques modes [Ge et Tanaka, 2000].

Intégration temporelle

Une analyse modale ne permet pas la prise en compte des non-linéarités aérodynamiques ou structurales. Dans ce cas, il est nécessaire d'avoir recours à des méthodes numériques d'intégration temporelle pour réaliser une étude du flottement. Par exemple, la méthode de Newmark [Salvatori et Spinelli, 2006] ou bien la méthode HHT [Chobsilprakob *et al.*, 2011] peuvent être utilisées dans une analyse aéroélastique. Une analyse temporelle demande un temps de calcul assez important, car les calculs doivent être réalisés pour de nombreux pas de temps. De plus, une formulation dans le domaine temporel des forces auto-excitées doit être considérée.

2.3.4 Étude non linéaire du flottement d'un pont complet

Quelques études non linéaires du flottement ont été réalisées jusqu'à maintenant. Chen et Kareem [2001] présentent l'étude du flottement en utilisant une formulation non linéaire des forces auto-excitées basée sur des fonctions rationnelles fonction de l'angle d'incidence effectif. Il est montré que les analyses non linéaires du flottement donnent des résultats similaires à une approche dans le domaine fréquentiel, ce qui pourrait s'expliquer par le fait que les non-linéarités structurales semblent avoir été négligées.

D'autres études ont été faites en considérant des non-linéarités des éléments structuraux [Zhang *et al.*, 2003b, 2002, 2003c]. Tout d'abord, l'équilibre statique sous le poids propre et sous les forces aérodynamiques statiques est déterminé, et ce, en tenant compte des non-linéarités structurales. Par la suite, le flottement est étudié dans la position d'équilibre statique à l'aide d'une analyse modale complexe puisque les forces auto-excitées ont été représentées par les coefficients instationnaires. Dans cette analyse, la matrice de rigidité tangente pour la position d'équilibre statique est utilisée pour l'analyse modale, ce qui

implique qu'un comportement linéaire est supposé autour de cette position d'équilibre. Donc, ces études ne sont pas totalement non linéaires puisqu'une analyse modale complexe est utilisée, ce qui signifie qu'il n'est pas possible de connaître la réponse dynamique lorsqu'il y a flottement.

De façon similaire, des études du flottement ont été faites autour d'une position d'équilibre statique déterminée en considérant les non-linéarités structurales, mais en représentant les forces auto-excitées avec des fonctions indicielles linéaires, ce qui permet de déterminer les amplitudes du mouvement lorsqu'il y a flottement [Chobsilprakob *et al.*, 2014, 2011; Salvatori et Borri, 2007; Salvatori et Spinelli, 2006]. Cette approche est assez complexe, car elle fait appel aux fonctions indicielles qui sont relativement difficiles à identifier comme il a été dit précédemment.

2.4 Récapitulatif de l'état de l'art

Les ponts élancés sont des structures très flexibles qui sont vulnérables aux effets du vent. Lors de leur conception, les concepteurs ont souvent recours à des essais en soufflerie pour étudier différents phénomènes aérodynamiques pouvant affecter ces ponts comme le flottement. L'étude du flottement se fait à l'aide des forces auto-excitées. L'approche la plus utilisée pour modéliser ces forces, soit la formulation de Scanlan, ne permet pas la prise en compte des non-linéarités structurales et aérodynamiques. Par contre, plusieurs démonstrations ont été faites de la non-linéarité des forces auto-excitées. Afin de pouvoir prendre en compte ces non-linéarités, il est nécessaire de faire appel à des analyses temporelles et à des formulations temporelles des forces auto-excitées. Quelques études du flottement à l'aide d'un modèle par éléments finis ont été faites dans le domaine temporel en incluant les non-linéarités structurales, mais les forces auto-excitées ont été représentées à l'aide de fonctions indicielles sans inclure les non-linéarités aérodynamiques. Le calcul des forces aéroélastiques à l'aide des formulations temporelles existantes est beaucoup plus difficile que l'utilisation des coefficients instationnaires. L'approche de Prud'homme *et al.* [2015b] basée sur l'identification de coefficients instationnaires fonction de la vitesse et de l'accélération du tablier serait plus simple d'utilisation, car elle est une extension dans le domaine temporel de la formulation de Scanlan. Actuellement, cette approche ne peut être utilisée pour la prédiction du flottement d'un pont à échelle réelle. Cela correspond à l'objectif principal de ce projet de recherche.

CHAPITRE 3

ESSAIS EXPÉRIMENTAUX PRÉLIMINAIRES

3.1 Démarche pour l'effet des paramètres d'extraction

Afin de pouvoir développer un nouveau modèle temporel des forces auto-excitées qui dépend de paramètres temporels tels que la vitesse et l'accélération du tablier de pont, il est pertinent d'étudier l'effet des paramètres d'extraction sur les coefficients instationnaires de la formulation de Scanlan. Cette analyse va permettre de répondre au premier objectif de recherche de ce projet qui est de comprendre l'effet de différents paramètres d'extraction des essais en régime forcé sur les forces auto-excitées. Ces paramètres sont l'échelle de la maquette, la vitesse du tablier et l'amplitude du mouvement. Afin d'atteindre cet objectif, la procédure présentée ci-dessous a été utilisée.

1. Tout d'abord, un pont a été choisi pour la réalisation de ce projet de recherche. Puisque de nombreuses informations ont été publiées à son sujet, c'est le pont est du Grand Belt, un pont suspendu, qui a été sélectionné.
2. Avant la réalisation des essais en soufflerie pour étudier l'effet des paramètres d'extraction sur les coefficients instationnaires, une vérification des équipements expérimentaux a été réalisée. Quant à la soufflerie, il a été décidé d'en vérifier l'écoulement ainsi que la mesure de la vitesse du vent avec les tubes de Pitot. Une vérification des appareils de mesure du montage expérimental, soit un montage pour les essais sectionnels, a aussi été faite.
3. Trois modèles sectionnels d'échelle différente du pont est du Grand Belt ont été construits, ce qui a permis d'étudier l'effet de l'échelle de la maquette sur les coefficients instationnaires. De plus, cela a été utile pour l'adimensionnalisation d'un nouveau modèle temporel des forces auto-excitées servant à prédire le flottement, ce qui correspond au second objectif de ce projet qui est abordé au chapitre 4.
4. Les premiers essais réalisés en soufflerie consistaient à mesurer les coefficients aérodynamiques pour les trois maquettes du pont est du Grand Belt. Ils avaient pour objectif de vérifier la qualité de la construction des maquettes en réalisant une comparaison avec les résultats publiés.

5. Des essais de stabilité ont aussi été réalisés afin de déterminer expérimentalement la vitesse de flottement. Ces essais constituent un autre moyen de validation des maquettes. Ces résultats sont aussi utiles pour la validation d'une nouvelle approche temporelle de prédiction du flottement.
6. Pour l'identification des coefficients instationnaires, des essais en régime libre ont d'abord été réalisés. Les résultats ainsi obtenus ont servi de base de comparaison pour les coefficients instationnaires mesurés à l'aide d'essais en régime forcé.
7. Afin de répondre au premier objectif de recherche par rapport à l'analyse des paramètres d'extraction sur les coefficients instationnaires, des essais en régime forcé ont été effectués, car ils permettent le contrôle des paramètres d'essais. Les paramètres étudiés sont discutés ci-dessous.
 - (a) Puisque trois maquettes d'échelle différente ont été testées pour les coefficients instationnaires en régime forcé, l'effet de l'échelle de la maquette sur les coefficients instationnaires a été évalué.
 - (b) Étant donné que le but de ce projet de recherche est de développer une nouvelle approche temporelle pour étudier le flottement, l'effet de la vitesse du tablier, un paramètre temporel, sur les coefficients instationnaires a été étudié. Pour des essais en régime forcé harmonique servant à mesurer les coefficients instationnaires, la vitesse varie sinusoïdalement. Une vitesse effective, soit la vitesse RMS (*root mean square*), a donc été considérée pour l'étude de l'effet de la vitesse du tablier. Alors, pour chacune des maquettes, 3 vitesses RMS ont été testées. De plus, pour chaque vitesse RMS, 3 amplitudes du mouvement ont été utilisées, et ce, pour un total de 9 configurations testées. De ce fait, l'amplitude du mouvement sur les coefficients instationnaires a aussi été analysée.

Les conclusions des analyses de l'effet des paramètres d'extraction ont permis de définir la démarche expérimentale à utiliser pour le développement d'un nouveau modèle temporel des forces auto-excitées qui est abordé au chapitre 4, ce qui se rapporte au second objectif de recherche. Alors, chacun des points discutés précédemment est abordé en détail aux sections suivantes de ce chapitre.

3.2 Pont sélectionné pour les essais

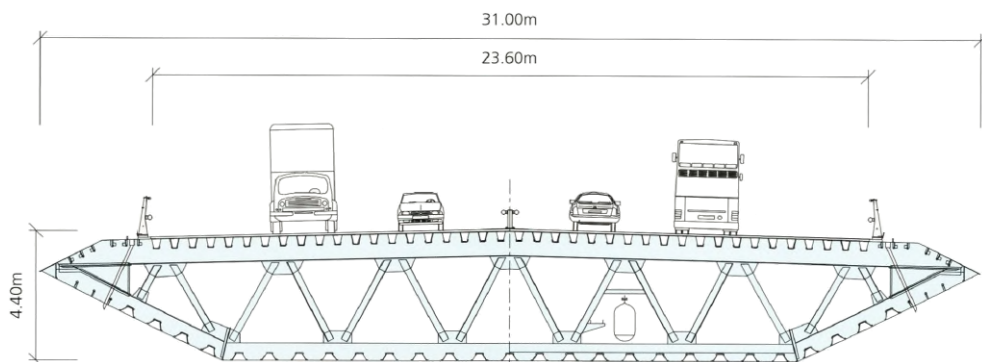
Le pont sélectionné pour les essais est le pont est du Grand Belt se trouvant au Danemark et enjambant le détroit du Grand Belt (figure 3.1a). La partie principale de ce pont est un

pont suspendu d'une portée principale de 1624 m ayant des travées suspendues secondaires de 535 m [Gimsing, 2006; Weight, 2009]. Les deux pylônes en béton armé de cet ouvrage d'art atteignent une hauteur de 254 m. Le tablier du pont est un caisson en acier d'une largeur de 31 m et d'une hauteur de 4.4 m (figure 3.1b). Au tableau 3.1, certaines propriétés dynamiques du pont est du Grand Belt sont présentées. C'est en 1998 que sa construction s'est terminée.

Le pont est du Grand Belt a été sélectionné en tant que cas de test pour ce projet de recherche puisque de nombreuses informations ont été publiées notamment par rapport aux essais en soufflerie réalisés pour celui-ci, à sa conception et à sa construction. Les principaux résultats disponibles d'essais en soufflerie sont les coefficients aérodynamiques, la vitesse de flottement et les coefficients instationnaires mesurés à l'aide d'essais en régime libre et d'essais en régime forcé [King *et al.*, 1991; Larsen, 1993; Reinhold *et al.*, 1992].



(a) Vue d'ensemble [Weight, 2009]



(b) Section du tablier [Gimsing, 2006]

Figure 3.1 Pont est du Grand Belt

Tableau 3.1 Propriétés dynamiques du pont est du Grand Belt [Larsen, 1993]

Propriété de masse du tablier	Valeur	Fréquence propre	Valeur
Masse \tilde{m} (kg/m)	22.74×10^3	Mode latéral 1 (Hz)	0.052
Moment d'inertie de masse \tilde{I} (kg·m ² /m)	2.47×10^6	Mode vertical 1 (Hz)	0.100
		Mode de torsion 1 (Hz)	0.278

3.3 Équipements expérimentaux

3.3.1 Soufflerie

Les essais expérimentaux ont été effectués à la soufflerie principale du Département de génie mécanique de l'Université de Sherbrooke. Il s'agit d'une soufflerie en circuit fermé dont la section d'essai est d'une longueur de 10 m, d'une largeur de 1.83 m et d'une hauteur de 1.83 m. La plage de vitesse de vent de cette soufflerie est de 1.2–31 m/s. La figure 3.2 présente un schéma de la soufflerie montrant ses principaux éléments dont le convergent, la section d'essai, le ventilateur et le montage pour les essais sectionnels. Lorsque fixées au montage pour les essais sectionnels, les maquettes de pont se trouvent à 7 m en aval de l'embouchure du convergent. Si nécessaire, un grillage pour la turbulence peut être installé en amont de la maquette telle que montré à la figure 3.3.

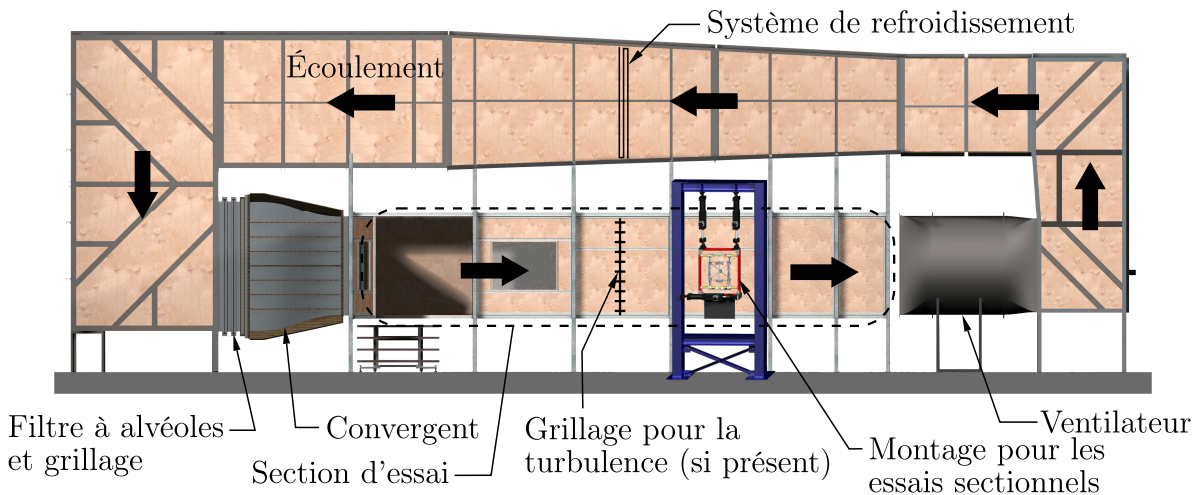


Figure 3.2 Schéma de la soufflerie (adaptée de Prud'homme [2010])

Tout juste avant la réalisation des essais expérimentaux, des modifications avaient été apportées à la soufflerie. En raison de ces dernières, il a été décidé de vérifier le profil de vitesse de la soufflerie à l'endroit où sont positionnées les maquettes. Le profil initial mesuré à cet endroit lorsque la soufflerie est vide n'était pas satisfaisant. Pour améliorer le profil de l'écoulement, le grillage se trouvant entre le filtre à alvéoles de type nid d'abeille

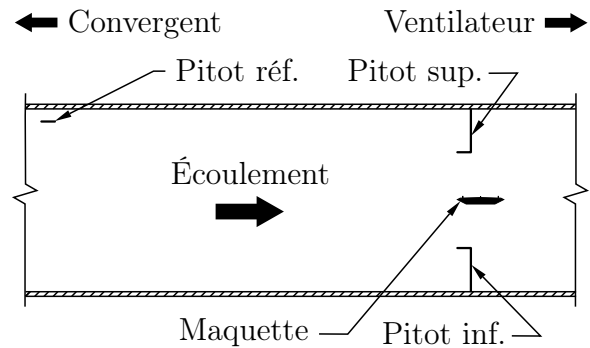
et le convergent a été modifié dans le but d'uniformiser le profil de vitesse. L'annexe A.1 présente plus de détails sur le profil de vitesse de la soufflerie et sur la procédure utilisée pour en faire la mesure. Après la correction, le profil de vitesse de l'écoulement à cet endroit était uniforme à $\pm 1.5\%$ et l'intensité de turbulence moyenne était de 1.2% .



Figure 3.3 Grillage pour la turbulence



(a) Vue de face



(b) Vue de côté

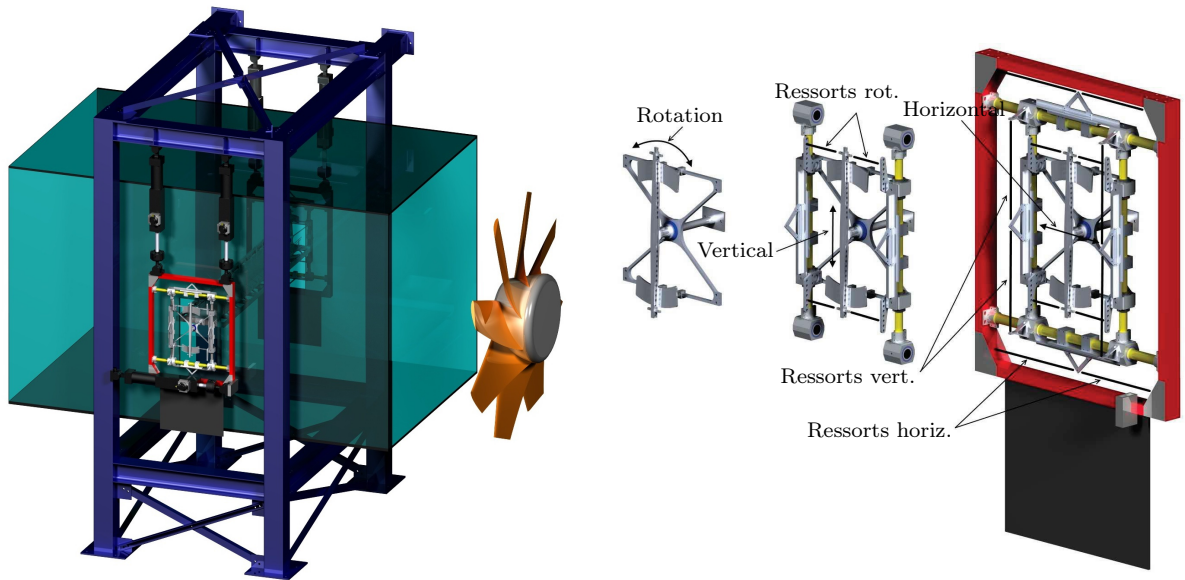
Figure 3.4 Position des tubes de Pitot

Pour les essais sectionnels, la vitesse du vent a été mesurée à l'aide de trois tubes de Pitot (figure 3.4). Le premier était situé à 4.6 m en amont de la position des modèles sectionnels et à 150 mm du mur et du plafond de la soufflerie. Celui-ci servait à des fins de référence seulement. Les deux autres tubes de Pitot étaient au niveau du bord d'attaque de la maquette et positionnés au-dessus et en dessous de la maquette de pont à mi-distance entre les murs (plafond et plancher) de la soufflerie et la maquette. La mesure de la vitesse du vent correspond à la moyenne des mesures des tubes de Pitot supérieur et inférieur,

permettant ainsi une correction pour l'effet de blocage. Chacun des tubes de Pitot était connecté à un manomètre afin de pouvoir mesurer la vitesse du vent. Une vérification des mesures réalisées avec ces manomètres a été effectuée et elle est présentée à l'annexe A.2.

3.3.2 Montage pour les essais sectionnels

Dans le cadre de ce projet, les essais sectionnels ont été réalisés à l'aide du montage pour les essais sectionnels développé par Prud'homme [2010] et présenté à la figure 3.5a. L'élément principal du montage, une balance dynamique à 3 DDL, est soutenu de part et d'autre à l'extérieur de la soufflerie par une structure rigide en acier par l'intermédiaire de vérins. Pour cette balance, chacun des DDL (horizontal, vertical et rotation) est découplé tel que présenté à la figure 3.5b. Ce montage peut être utilisé pour mesurer les coefficients aérodynamiques, pour réaliser des essais en régime libre et pour effectuer des essais en régime forcé.



(a) Vue d'ensemble [Prud'homme, 2010]

(b) Mécanisme de la balance (adaptée de Prud'homme [2015])

Figure 3.5 Montage pour les essais sectionnels

Lors des essais pour mesurer les coefficients aérodynamiques ou des essais en régime libre, ce sont 6 vérins électriques (3 de chaque côté de la soufflerie) qui soutiennent la balance, permettant ainsi de modifier l'angle d'incidence du modèle sectionnel. Par contre, lors des essais en régime forcé, 6 vérins hydrauliques dynamiques sont utilisés. Pour les essais en régime libre, des ressorts sont utilisés afin de permettre le déplacement du modèle sectionnel le long des DDL (figure 3.5b). Dans le cas des essais pour les coefficients aérodynamiques et

des essais en régime forcé, chaque DDL est bloqué en remplaçant les ressorts par des câbles prétendus empêchant ainsi le mouvement de la maquette de pont. Les déplacements de la maquette sont mesurés à l'aide de 6 capteurs laser de déplacement LM10 fabriqués par Sunx. Les forces de chaque DDL sont mesurées à l'aide de 8 cellules de charge LCM300 de FUTEK. Le positionnement des capteurs laser de déplacement et des cellules de charge de la balance est présenté à la figure 3.6 pour les essais en régime libre et les essais en régime forcé. L'acquisition est faite à l'aide du système d'acquisition DaqLab/2000 d'IOtech. Davantage d'informations sont données sur ce montage par Prud'homme [2010] et Prud'homme *et al.* [2015a].

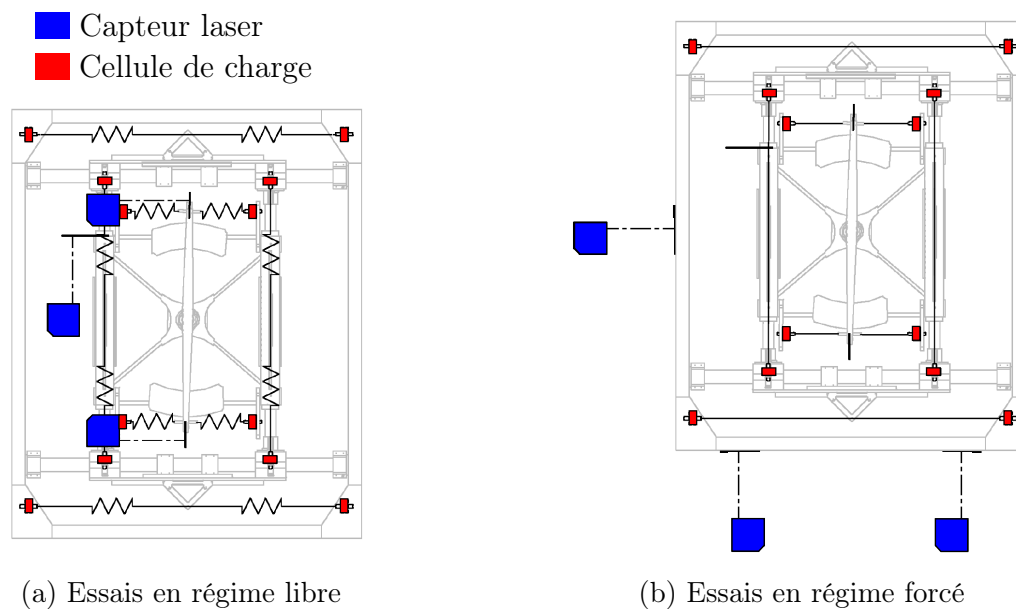
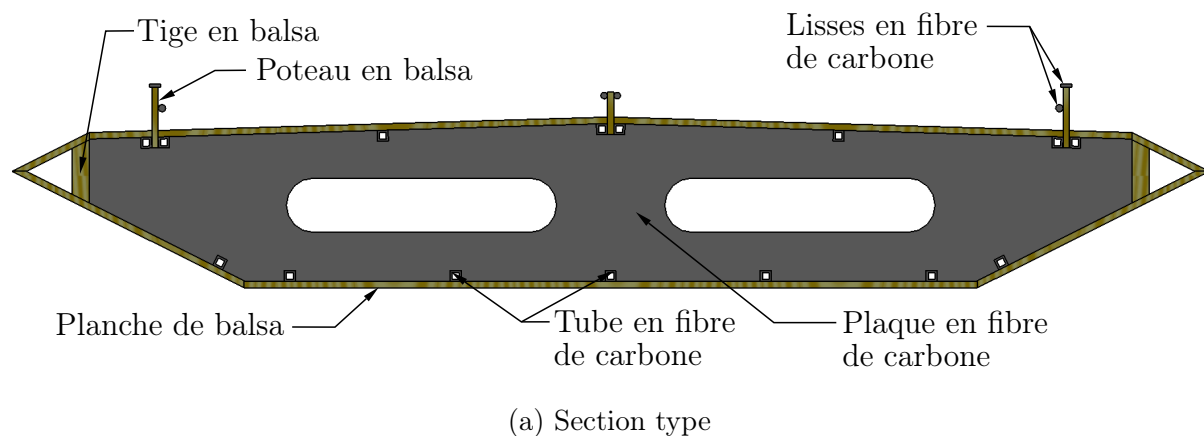


Figure 3.6 Positionnement des instruments de mesure de la balance (adaptée de Prud'homme [2010])

Avant la réalisation des essais en soufflerie, une calibration des 6 capteurs laser de déplacement a été effectuée. De plus, une vérification de la mesure des forces a été réalisée dans le but de s'assurer que la calibration des 24 cellules de charge était toujours valide. Plus de détails sur la calibration des capteurs laser et la vérification globale de la mesure des forces se trouvent à l'annexe A.3. Il est à noter qu'un taux d'acquisition de 200 Hz a été employé pour la mesure des déplacements et des forces lors de la réalisation de tous les essais en soufflerie pour ce projet.

3.4 Construction des maquettes

Dans le but de faciliter l'adimensionnalisation d'un nouveau modèle temporel des forces auto-excitées, trois modèles sectionnels d'échelle différente du pont est du Grand Belt ont été construits. De cette façon, l'effet de l'échelle sur les forces auto-excitées pourra être étudié. Dans l'optique que ces maquettes vont être utilisées pour des essais en régime forcé, les matériaux utilisés pour leur construction ont été choisis afin qu'elles soient légères pour diminuer les forces inertielles mesurées par la balance et rigides pour éviter les vibrations des maquettes et la déformation de celles-ci sous l'effet des forces inertielles. Donc, il a été décidé de construire l'ossature des maquettes avec de la fibre de carbone et de recouvrir cette ossature avec des planches en balsa. La fibre de carbone assure ainsi la rigidité des maquettes et le balsa, la légèreté. La géométrie de la section du tablier utilisée pour les maquettes est issue de Reinhold *et al.* [1992]. Afin de respecter le plus fidèlement possible cette géométrie, les plaques en fibre de carbone à l'intérieur des maquettes ont été coupées avec une machine automatisée de découpe au jet d'eau. Les différentes pièces en fibre de carbone et en balsa des maquettes ont été collées. La figure 3.7 présente les détails de la construction des maquettes ainsi que les maquettes une fois construites.



(b) Ossature



(c) Maquettes construites

Figure 3.7 Maquettes du pont est du Grand Belt

Les propriétés des trois maquettes du pont est du Grand Belt se trouvent au tableau 3.2. Les propriétés présentées sont l'échelle, la largeur B , la hauteur D (sans les glissières), la longueur L , la masse m et la fréquence fondamentale de la maquette f_{model} . La fréquence fondamentale f_{model} fait référence à un mode de vibration de la maquette elle-même, soit un mode de vibration vertical, ce qui ne correspond pas aux fréquences pour les essais en régime libre. Elle a été obtenue à l'aide d'un modèle par éléments finis de type poutre. Les liens entre la maquette et la balance ont aussi été pris en compte dans la modélisation. Des conditions aux appuis rotulée-rotulée ont été considérées.

Tableau 3.2 Propriétés des maquettes du pont est du Grand Belt

Maquette	Échelle	B (mm)	D (mm)	L (mm)	m (kg)	f_{model} (Hz)
GB1	1:140	226	31	1808	1.47	25.1
GB2	1:95	330	46	1805	1.90	37.1
GB3	1:70	448	63	1806	1.72	41.7

Il est possible de noter dans ce tableau que la masse des maquettes est très faible. De plus, les fréquences fondamentales sont élevées par rapport aux fréquences verticales maximales des essais en régime forcé (sections 3.9 et 4.2) qui sont respectivement de 7.8 Hz, 5.3 Hz et 3.9 Hz pour les maquettes GB1, GB2 et GB3. Il est à noter que la maquette principale est la maquette GB3 puisque c'est la seule qui a été utilisée pour tous les types d'essais de ce projet.

3.5 Écoulement pour les essais en soufflerie

Pour les essais en soufflerie des maquettes GB1, GB2 et GB3 de ce projet de recherche, un écoulement peu turbulent et un écoulement turbulent ont été considérés. Les intensités de turbulence correspondant à l'écoulement peu turbulent et turbulent sont présentées au tableau 3.3. Elles ont été mesurées à la position du bord d'attaque de la maquette (mesurée quand il n'y a pas de maquette dans la soufflerie). Pour l'écoulement turbulent, l'intensité de turbulence de 7.1 % a été obtenue en positionnant le grillage de la figure 3.3 à une distance de 1.47 m en amont du bord d'attaque des maquettes.

Il est à noter que des essais en soufflerie pour le pont est du Grand Belt ont été réalisés avant sa construction. D'abord, des essais ont été effectués au *Danish Maritime Institute* (DMI) en utilisant une maquette d'échelle 1:80 [Reinhold *et al.*, 1992]. De plus, des essais ont été faits au *Boundary Layer Wind Tunnel Laboratory* de l'*University of Western Ontario* (BLWTL) en utilisant un modèle d'échelle 1:300 [King *et al.*, 1991]. Les résultats des essais

au DMI et au BLWTL sont utilisés aux sections 3.6–3.9 en tant que référence pour les résultats des maquettes GB1, GB2 et GB3. Les conditions de l'écoulement pour les essais au DMI et au BLWTL sont aussi présentées au tableau 3.3.

Tableau 3.3 Comparaison des intensités de turbulence des essais en soufflerie

Essais	Intensité de turbulence (%)	
	Peu turbulent	Turbulent
GB1, GB2, GB3	1.2	7.1
DMI	0.5	7.0
BLWTL	-	6.0, 9.0, 12.0

Pour la suite de ce document, lorsqu'il est question des maquettes GB1, GB2 et GB3, l'écoulement peu turbulent fait référence à l'écoulement d'une intensité de turbulence de 1.2 % tandis que l'écoulement turbulent fait référence à l'écoulement d'une intensité de turbulence de 7.1 %.

3.6 Coefficients aérodynamiques

Les premiers essais réalisés pour les trois maquettes du pont est du Grand Belt consistaient à mesurer les coefficients aérodynamiques. En mesurant les coefficients aérodynamiques pour les maquettes GB1, GB2 et GB3 et en les comparant à ceux publiés pour ce pont, la qualité de la construction des maquettes et la géométrie de celles-ci peuvent être validées.

3.6.1 Méthodologie

La procédure utilisée pour la mesure des coefficients aérodynamiques est présentée en détail par Prud'homme [2015] et consiste principalement à mesurer les forces aérodynamiques pour 17 angles d'incidence¹ de -10 – 10° et à calculer les coefficients à partir de ces forces, de la vitesse du vent et de la masse volumique de l'air. Pour ces essais, il faut rappeler que tous les DDL de la balance du montage pour les essais sectionnels sont bloqués avec des câbles afin d'empêcher le mouvement du modèle sectionnel.

Les coefficients aérodynamiques de référence ont été mesurés au DMI ainsi qu'au BLWTL [King *et al.*, 1991]. Ces coefficients de référence ont été obtenus dans le cas d'un écoulement turbulent. Pour les maquettes GB1, GB2 et GB3, les coefficients aérodynamiques ont été mesurés pour un écoulement peu turbulent (intensité de turbulence de 1.2 %). Des mesures

¹Les angles d'incidence testés sont : -10° , -8° , -6° , -5° , -4° , -3° , -2° , -1° , 0° , 1° , 2° , 3° , 4° , 5° , 6° , 8° et 10° .

des coefficients aérodynamiques ont aussi été réalisées pour ces maquettes dans le cas d'un écoulement turbulent (intensité de turbulence de 7.1 %).

3.6.2 Résultats

Les figures 3.8 et 3.9 présentent les coefficients aérodynamiques des maquettes GB1, GB2 et GB3 respectivement dans le cas d'un écoulement peu turbulent et dans le cas d'un écoulement turbulent. Les coefficients aérodynamiques de ces maquettes sont présentés pour un nombre de Reynolds de 220 000 pour l'écoulement peu turbulent et pour un nombre de Reynolds de 200 000 pour l'écoulement turbulent. Ces coefficients sont comparés aux coefficients aérodynamiques mesurés au DMI (échelle géométrique de 1:80) et au BLWTL (échelle géométrique de 1:300) avec un écoulement turbulent [King *et al.*, 1991].

Tout d'abord, il est possible de noter sur ces deux figures que les coefficients aérodynamiques pour les maquettes GB1, GB2 et GB3 sont similaires entre eux. De plus, on observe que les coefficients de ces maquettes s'approchent davantage de ceux mesurés au DMI. On note aussi que l'intensité de turbulence a un effet sur les coefficients aérodynamiques, et ce, principalement pour le coefficient C_D pour des angles d'incidence de -10 — -6° et le coefficient C_M pour des angles d'incidence de 6 — 10° . On observe une très bonne concordance des coefficients aérodynamiques pour les maquettes GB1, GB2 et GB3 et ceux du DMI, particulièrement dans le cas d'un écoulement turbulent.

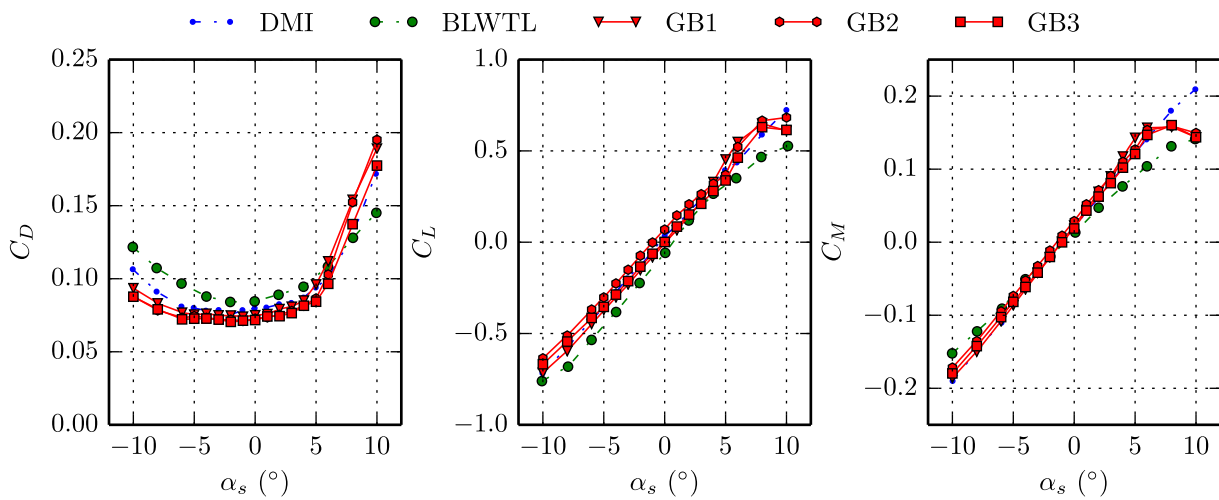


Figure 3.8 Coefficients aérodynamiques pour un écoulement peu turbulent ($Re = 220\,000$)

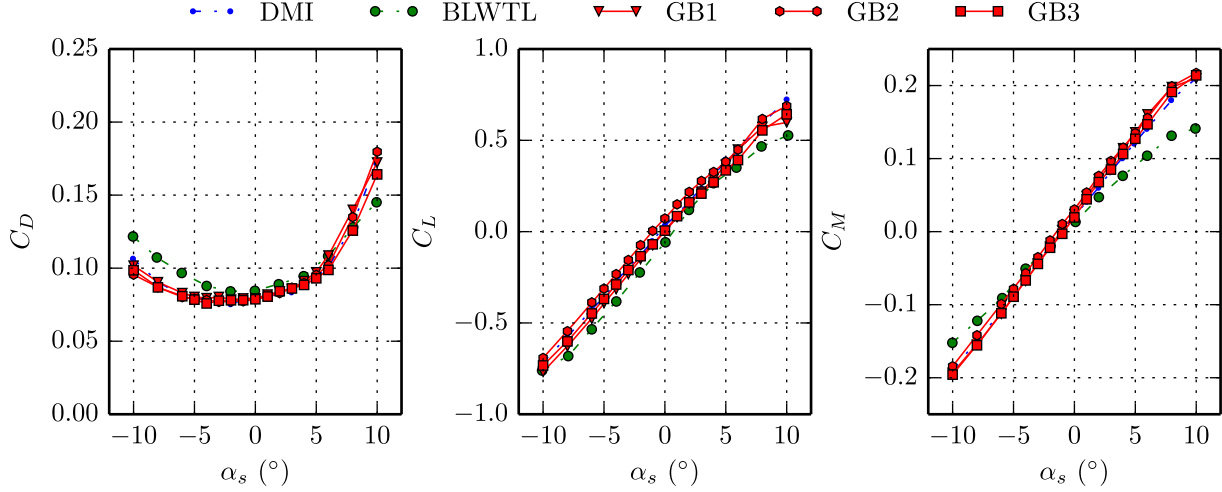


Figure 3.9 Coefficients aérodynamiques pour un écoulement turbulent ($Re = 200\,000$)

3.7 Essais de stabilité

Dans l'optique de déterminer expérimentalement la vitesse de flottement, des essais de stabilité ont été réalisés.

3.7.1 Méthodologie

Ces essais ont seulement été effectués dans le cas de la maquette GB3 puisque c'est la seule des trois maquettes pouvant respecter les critères de similitude avec le pont réel (équations 2.2, 2.3 et 2.8). En effet, les maquettes GB1 et GB2 ne pouvaient pas respecter le critère de similitude pour la masse étant donné que la masse pour ces maquettes incluant la masse des pièces de la balance se déplaçant avec la maquette était supérieure à la masse à l'échelle devant être respectée. Afin de pouvoir comparer les résultats à ceux du DMI [Reinhold *et al.*, 1992], les essais de stabilité ont été effectués en permettant le mouvement pour 2 DDL, soit le déplacement vertical et la rotation. De plus, ces essais de stabilité ont été réalisés à un angle d'incidence moyen de 0° pour un écoulement peu turbulent et un écoulement turbulent.

Ajustement du montage

L'ajustement du montage correspondant aux essais en régime libre est utilisé dans le cas des essais de stabilité (figure 3.10). Pour le DDL vertical et le DDL en rotation, des ressorts, dont la rigidité a été choisie afin de respecter la similitude des fréquences, ont été utilisés tandis que le DDL horizontal était bloqué à l'aide de câbles (figure 3.10b). Pour l'ajustement de la

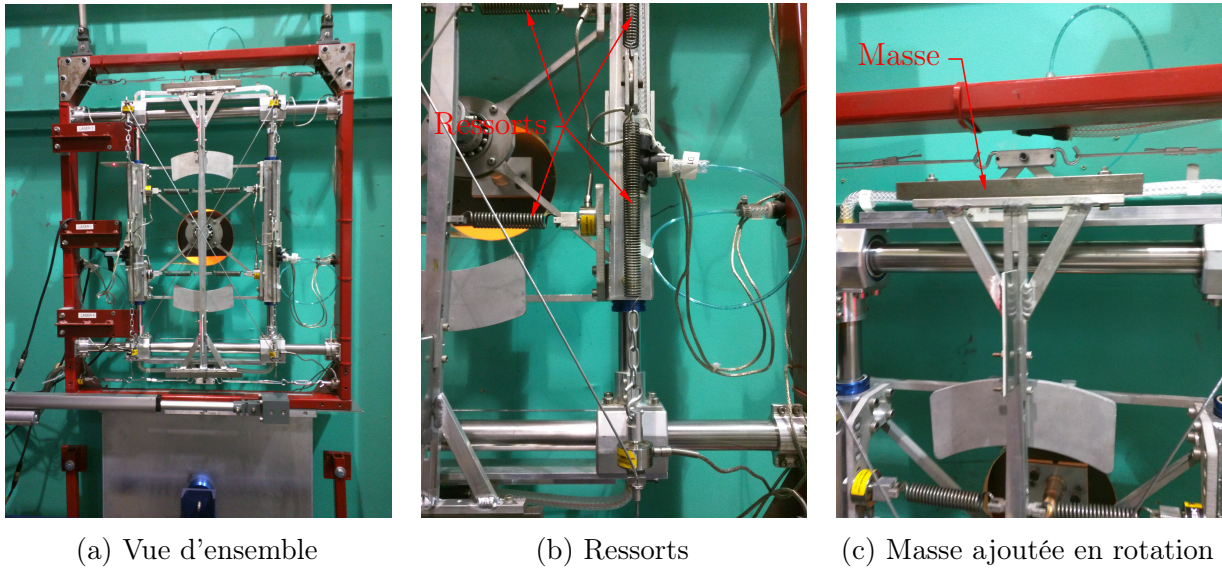


Figure 3.10 Montage configuré pour les essais en régime libre

masse et du moment d'inertie de masse, des masses en acier ont été ajoutées à l'extérieur de la soufflerie sur le montage tel que montré à la figure 3.10c. Il a aussi été nécessaire d'ajuster le taux d'amortissement à l'aide des aimants du système d'amortissement magnétique. Le lecteur est référé à Prud'homme [2015] pour plus d'informations sur l'ajustement des propriétés dynamiques pour les essais de stabilité.

Tableau 3.4 Paramètres d'échelle de la maquette GB3 pour les essais en régime libre

Paramètre	Valeur
Échelle géométrique λ_L	1:70
Échelle de vitesse λ_U	1:3
Échelle de fréquence λ_f	70:3

Les paramètres d'échelle de la maquette GB3 pour ces essais sont montrés au tableau 3.4. De plus, le tableau 3.5 présente les propriétés dynamiques obtenues selon l'échelle réelle et l'échelle réduite pour la maquette GB3. Celles-ci sont comparées aux propriétés visées qui se trouvent dans King *et al.* [1991], Larsen [1993] et Reinhold *et al.* [1992]. Les propriétés à échelle réduite du tableau 3.5 on été calculées en utilisant les échelles du tableau 3.4. Au tableau 3.5, il a été jugé que l'écart était acceptable entre les propriétés visées et les propriétés obtenues. La valeur du taux d'amortissement structural a été choisie parmi les différents taux d'amortissement testés au DMI [Reinhold *et al.*, 1992]. En raison des capacités du montage, le plus faible taux d'amortissement de 0.16 % qui a été utilisé au DMI ne pouvait être obtenu. Dans le but de pouvoir comparer la vitesse de flottement à

celle du DMI, le deuxième plus faible taux d'amortissement employé au DMI d'une valeur de 0.95 % a été utilisé. Il est à noter que les taux d'amortissement obtenus du tableau 3.5 incluent l'amortissement aérodynamique dû à l'air ambiant.

Tableau 3.5 Propriétés dynamiques de la maquette GB3 pour les essais en régime libre

Propriété	Visé		Obtenu		Écart (%)
	Réelle	Réduite	Réelle	Réduite	
\tilde{m} (kg/m)	22.74×10^3	4.64	23.88×10^3	4.87	5.0
f_h (Hz)	0.100	2.33	0.101	2.35	0.8
ξ_h (%)	0.95	0.95	0.93	0.93	-3.1
\tilde{I} (kg·m ² /m)	2.47×10^6	0.103	2.38×10^6	0.099	-3.5
f_α (Hz)	0.278	6.49	0.279	6.50	0.2
ξ_α (%)	0.95	0.95	0.93	0.93	-3.0

Procédure d'essai

La procédure qui a été suivie pour les essais de stabilité est semblable à celle de Prud'homme [2015]. Elle consiste principalement à augmenter par petits incréments la vitesse du vent dans la soufflerie jusqu'à ce que le flottement soit atteint. Pour chacune des vitesses de vent, il faut laisser l'écoulement se stabiliser pour ensuite exciter manuellement la maquette afin de détecter des instabilités potentielles.

3.7.2 Résultats

Les courbes de stabilité à échelle réelle obtenues pour la maquette GB3 à un angle d'incidence moyen de 0° dans le cas d'un écoulement peu turbulent et d'un écoulement turbulent sont montrées à la figure 3.11. Le calcul de la vitesse du vent à échelle réelle à partir de la vitesse en soufflerie a été fait à l'aide de l'équation 3.1 et du facteur d'échelle λ_U présenté au tableau 3.4.

$$U_r = \frac{U_m}{\lambda_U} \quad (3.1)$$

Le tableau 3.6 présente la vitesse de flottement expérimentale U_{cr} pour la maquette GB3 pour l'échelle réelle. Il a été considéré que la vitesse de flottement est atteinte pour une rotation de 1.5°. La vitesse de flottement mesurée au DMI pour un écoulement peu turbulent et un amortissement structural de 0.95 % est aussi présentée dans ce tableau [Reinhold *et al.*, 1992].

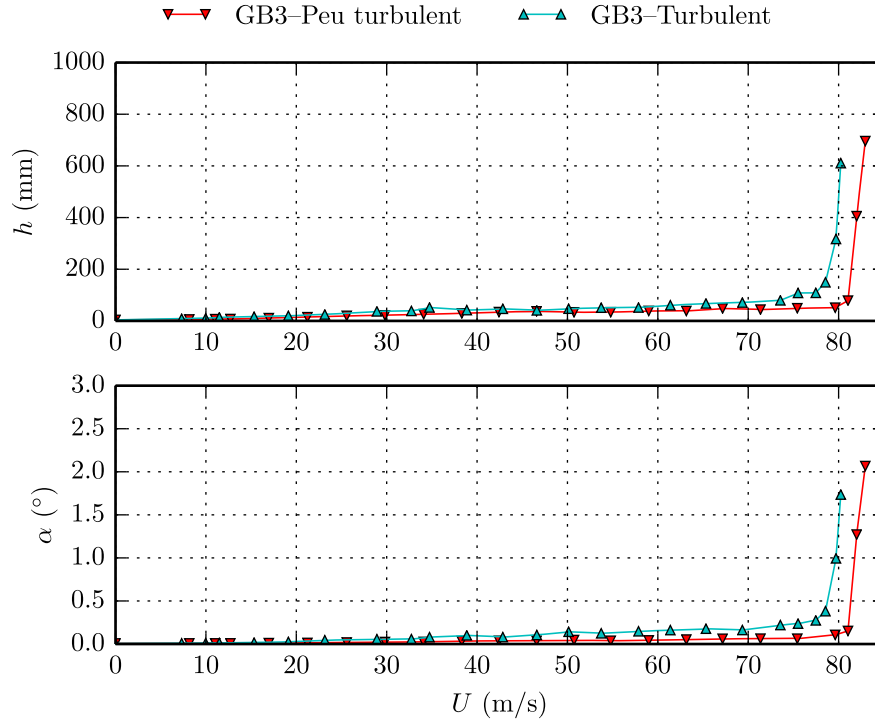


Figure 3.11 Courbes de stabilité de la maquette GB3 (échelle réelle)

Tableau 3.6 Vitesse de flottement expérimentale pour la maquette GB3 (échelle réelle)

Paramètre	DMI	GB3-Peu turbulent	GB3-Turbulent
U_{cr} (m/s)	74.2	82.3	80.1
Écart (%)	-	10.9	7.9

On note à la figure 3.11 et au tableau 3.6 que la turbulence a pour effet de diminuer légèrement la vitesse de flottement pour le pont est du Grand Belt. Comme le montre le tableau 3.6, les vitesses de flottement mesurées pour un écoulement peu turbulent et un écoulement turbulent sont supérieures à celle obtenue au DMI. L'écart des vitesses de flottement par rapport à celle du DMI est relativement grand, mais il est acceptable. Une explication possible pour ces écarts est l'utilisation d'une tige se déplaçant à l'intérieur d'un réservoir rempli d'un liquide visqueux comme système d'amortissement au DMI tandis que le montage utilisé pour ce projet utilise un amortissement magnétique. Il est possible que la variation de l'amortissement (ou la non-linéarité) selon l'amplitude du mouvement soit différente pour ces deux systèmes. Par contre, cette hypothèse n'a pu être vérifiée. Néanmoins, toutes les prédictions de la vitesse de flottement présentées au chapitre 5 vont être comparées aux vitesses de flottement expérimentales pour la maquette GB3.

3.8 Coefficients instationnaires en régime libre

Avant de réaliser l'extraction des coefficients instationnaires en régime forcé, des essais ont été effectués afin d'identifier des coefficients instationnaires en régime libre. Ceux-ci serviront de base de comparaison aux coefficients en régime forcé. Ces essais ont seulement été effectués pour la maquette principale, soit la maquette GB3.

3.8.1 Méthodologie

Ajustement du montage

Similairement aux essais de stabilité, ces essais ont été réalisés pour 2 DDL (vertical et rotation) dans le cas d'un écoulement peu turbulent et turbulent et l'angle d'incidence moyen était de 0° . L'ajustement du montage pour les essais en régime libre pour les coefficients instationnaires est le même que celui des essais de stabilité. Tout comme pour les essais de stabilité, les propriétés dynamiques du tableau 3.5 ont été employées.

Procédure d'essai

La procédure utilisée pour les essais en régime libre pour les coefficients instationnaires est similaire à celle de Prud'homme [2015]. Elle consiste principalement à relâcher le modèle sectionnel d'une position initiale et à en mesurer les déplacements lorsqu'il n'y a pas de vent dans la soufflerie. Ensuite, plusieurs lâchers à différentes vitesses de vent sont réalisés pour pouvoir obtenir des courbes pour les coefficients instationnaires. Afin de détecter des variations des paramètres dynamiques du montage, plusieurs lâchers sans vent ont été effectués tout au long de ces essais.

Pour l'imposition d'un déplacement initial à la maquette, un mécanisme de lâcher (figure 3.12) constitué de câbles, de poulies et d'un déclencheur pneumatique a été utilisé. De part et d'autre de la soufflerie, un câble était fixé à la croix mobile de la balance (figure 3.12a). En passant par des poulies, ce câble était ensuite attaché au déclencheur pneumatique se trouvant sous la soufflerie en son centre (figure 3.12b). En actionnant le déclencheur, les câbles se détachaient au niveau de ce dernier ainsi qu'au point d'attache sur la croix mobile laissant ainsi la maquette se déplacer librement. Une attention particulière a été apportée à l'ajustement de la position initiale de la maquette des deux côtés de la soufflerie afin qu'elle soit la même. Les amplitudes initiales à échelle réduite utilisées étaient respectivement de 12.1 mm et de 2.9° pour le déplacement vertical et la rotation.

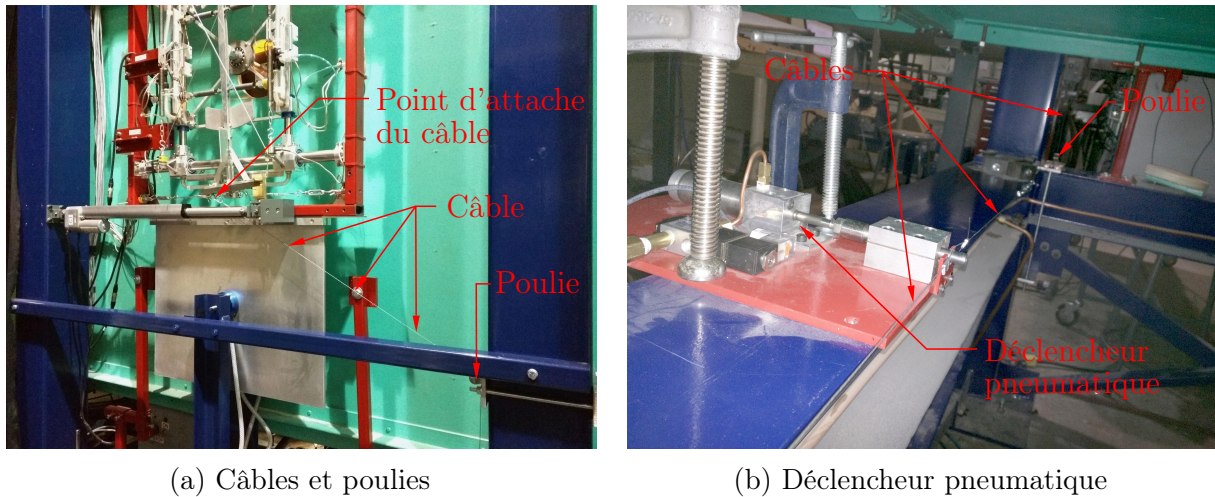


Figure 3.12 Mécanisme de lâcher

Méthode d'identification des coefficients instationnaires

La méthode d'extraction *modified unifying least squares* (MULS) [Bartoli *et al.*, 2009] a été adoptée pour l'extraction des coefficients instationnaires à partir des essais en régime libre en raison de sa stabilité pour le traitement de signaux avec bruit de fond. Il faut rappeler que cette méthode est basée sur la minimisation par les moindres carrés non linéaires d'une fonction d'erreur unifiée. Cette fonction d'erreur est donnée par la différence entre les déplacements expérimentaux et des déplacements simulés à partir des estimations des valeurs et vecteurs propres du système dynamique de l'itération en cours. Cette différence des déplacements est pondérée par des facteurs de pondération pour chacun des DDL. Les itérations sont poursuivies jusqu'à la convergence des valeurs et vecteurs propres du système. À partir des valeurs et vecteurs propres, les matrices dynamiques du système sont calculées permettant le calcul des coefficients instationnaires. Afin de démarrer les itérations pour la méthode MULS, une première estimation des valeurs propres a été obtenue à partir de la méthode *Ibrahim time domain* (ITD) [Ibrahim et Mikulcik, 1977]. Les facteurs de pondération utilisés dans la fonction d'erreur unifiée correspondent à l'inverse du carré des déplacements initiaux, permettant ainsi de donner un poids équivalent à tous les DDL indifféremment des amplitudes initiales.

3.8.2 Résultats

Pour les essais en régime libre, il n'a pas été possible de mesurer les coefficients instationnaires pour des vitesses de vent supérieures à environ 90 % de la vitesse de flottement, car la précision des coefficients instationnaires n'était pas satisfaisante pour ces vitesses.

Cela s’explique par le fait que l’amortissement aérodynamique pour le DDL vertical était très important, ce qui fait que les signaux de déplacement étaient trop courts pour une identification fiable des coefficients instationnaires. Cela explique aussi pourquoi il n’a pas été nécessaire d’augmenter l’amortissement structural par rapport à celui des essais de stabilité afin de pouvoir mesurer les coefficients instationnaires au-delà de la vitesse de flottement. Puisque les coefficients instationnaires en régime libre servent de base de comparaison aux coefficients instationnaires en régime forcé, il n’est pas problématique que les coefficients instationnaires en régime libre n’aient pas été identifiés au-delà de la vitesse de flottement. Les coefficients instationnaires extraits en régime libre sont présentés aux figures 3.14 et 3.15 et l’analyse de ceux-ci se trouve à la section 3.9.3.

3.9 Coefficients instationnaires en régime forcé

Pour réaliser une étude de l’effet de paramètres d’extraction comme la vitesse et l’amplitude du mouvement sur les coefficients instationnaires, il est nécessaire d’effectuer des essais en régime forcé harmonique pour l’identification de ceux-ci. L’étude de l’effet de l’échelle est aussi possible en utilisant des maquettes d’échelle différente.

3.9.1 Méthodologie

Ajustement du montage

Comme il a été mentionné précédemment, tous les ressorts de la balance du montage sont remplacés par des câbles dans le cas d’essais en régime forcé. De cette façon, les chariots de la balance ne peuvent pas se déplacer pour chacun des DDL. Alors, afin de mettre la maquette en mouvement lors des essais en régime forcé, il faut déplacer toute la balance incluant le cadre de la balance. Pour ce faire, les vérins électriques sont remplacés par des vérins hydrauliques dynamiques de modèle 242.01 de MTS (figure 3.13). Les vérins hydrauliques sont contrôlés à l’aide du contrôleur FlexTest 60 et du logiciel *MultiPurpose TestWare*. Plus de détails sur la préparation du montage pour les essais en régime forcé sont donnés par Prud’homme [2015].

Procédure d’essai

Pour l’extraction des coefficients instationnaires, des essais en régime forcé harmonique ont été effectués. Ceux-ci consistent à imposer un mouvement sinusoïdal d’une amplitude et d’une fréquence données au modèle sectionnel selon l’un des DDL à la fois (horizontal, vertical ou rotation) pendant 30 s. La procédure utilisée pour les essais est similaire à celle

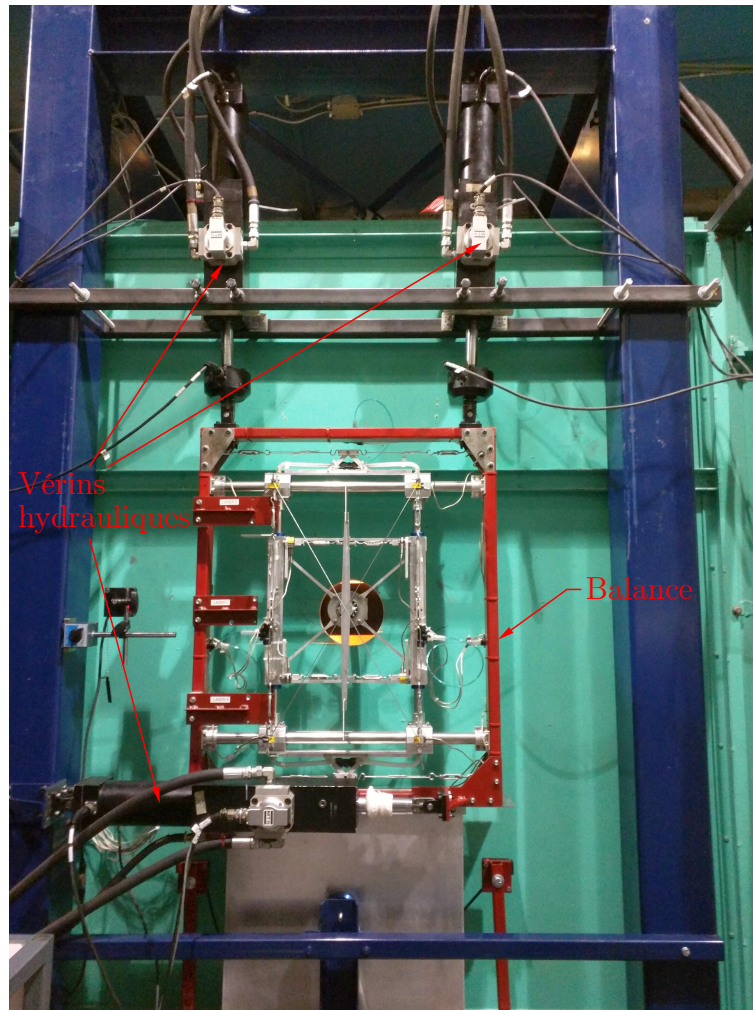


Figure 3.13 Montage configuré pour les essais en régime forcé

de Prud'homme [2015]. Tout d'abord, pour une amplitude et une fréquence données, il est nécessaire de mesurer les déplacements et les forces pour différentes vitesses de vent pour obtenir des courbes des coefficients instationnaires. Des essais sans vent sont effectués afin de mesurer la contribution des forces inertielles de la maquette aux forces totales dans le but d'isoler la contribution aérodynamique. Tout au long des essais, plusieurs mesures des forces sans vent sont prises afin de pouvoir détecter de possibles variations.

Méthode d'identification des coefficients instationnaires

La méthode d'extraction des coefficients instationnaires utilisée pour les essais en régime forcé est basée sur la méthode des moindres carrés linéaires (LLS). Elle est une adaptation de la méthode de Xu *et al.* [2014] pour le cas d'un mouvement du modèle sectionnel selon un DDL à la fois. Le principe de la méthode est d'identifier la contribution aux forces mesurées en soufflerie relative au déplacement et relative à la vitesse de la maquette en

résolvant un système d'équations surdéterminé des forces, des déplacements et des vitesses par la méthode des moindres carrés. Les amplitudes et les fréquences réelles sont utilisées pour les déplacements et les vitesses employés dans la méthode des moindres carrés. Par la suite, les coefficients instationnaires sont obtenus en soustrayant les coefficients pour les essais sans vent de ceux des essais avec vent. La méthode est présentée en détail aux annexes B.1 et B.2.

Paramètres d'essai

Puisque le seul critère de similitude à respecter pour les essais en régime forcé correspond à la géométrie, les essais en régime forcé harmonique ont été réalisés pour les maquettes GB1, GB2 et GB3. Pour ces trois maquettes, les essais ont été faits pour un écoulement peu turbulent à un angle d'incidence moyen de 0° . Des essais pour un écoulement turbulent ont aussi été réalisés dans le cas de la maquette GB3. Ce projet ayant comme but ultime le développement d'un nouveau modèle des forces auto-excitées dans le domaine temporel, il a été décidé d'étudier l'effet de la vitesse du tablier, une variable temporelle, sur les coefficients instationnaires. Étant donné que la vitesse varie sinusoïdalement pour les essais en régime forcé harmonique, une vitesse effective, soit la vitesse RMS (*root mean square*), a été considérée pour l'étude paramétrique. L'effet de l'amplitude du mouvement sur les coefficients instationnaires a aussi été étudié. Alors, 3 vitesses RMS et 3 amplitudes, pour un total de 9 configurations pour chaque DDL, ont été testées.

Le tableau 3.7 présente les différentes configurations employées pour les essais en régime forcé. Pour la dénomination des configurations, le S indique une configuration en régime forcé harmonique (sinus), le nombre indique le numéro de la vitesse RMS et la lettre indique le numéro de l'amplitude. Ces configurations ont été choisies selon la capacité des vérins hydrauliques. Il faut aussi rappeler que les essais ont été réalisés pour un seul DDL à la fois. Les vitesses RMS au tableau 3.7 correspondent à l'échelle réduite. De plus, l'amplitude du mouvement utilisée est une fraction de la largeur du tablier, ce qui signifie qu'entre les différentes maquettes, l'amplitude à échelle réelle est la même. À partir des vitesses RMS et des amplitudes, la fréquence du mouvement utilisée pour les essais est calculée selon l'équation suivante :

$$f_x = \frac{\dot{x}_{rms}\sqrt{2}}{2\pi x_0} \quad (3.2)$$

où f_x est la fréquence du mouvement ($x = p, h, \alpha$); p , h et α sont respectivement le déplacement horizontal, vertical et en rotation; \dot{x}_{rms} est la vitesse RMS; x_0 est l'amplitude

du mouvement. Cette équation indique que pour une même vitesse RMS et une même amplitude à l'échelle réelle, la fréquence du mouvement est plus élevée pour une petite maquette comparativement à une plus grande maquette.

Tableau 3.7 Configurations pour les essais en régime forcé harmonique (échelle réduite)

DDL	Paramètre	Configuration					
		S1A	S1B	S1C	S2A	S2B	S2C
p	\dot{p}_{rms} (mm/s)	45.7	45.7	45.7	66.8	66.8	66.8
	p_o	$B/73.8$	$B/52.1$	$B/40.3$	$B/73.8$	$B/52.1$	$B/40.3$
h	\dot{h}_{rms} (mm/s)	45.7	45.7	45.7	66.8	66.8	66.8
	h_o	$B/73.8$	$B/52.1$	$B/40.3$	$B/73.8$	$B/52.1$	$B/40.3$
α	$\dot{\alpha}_{rms}$ ($^{\circ}/s$)	14.7	14.7	14.7	21.8	21.8	21.8
	α_o ($^{\circ}$)	1.0	1.5	2.0	1.0	1.5	2.0

DDL	Paramètre	Configuration		
		S3A	S3B	S3C
p	\dot{p}_{rms} (mm/s)	88.0	88.0	88.0
	p_o	$B/73.8$	$B/52.1$	$B/40.3$
h	\dot{h}_{rms} (mm/s)	88.0	88.0	88.0
	h_o	$B/73.8$	$B/52.1$	$B/40.3$
α	$\dot{\alpha}_{rms}$ ($^{\circ}/s$)	28.9	28.9	28.9
	α_o ($^{\circ}$)	1.0	1.5	2.0

S() [] = Sinus (numéro de vitesse RMS) [numéro d'amplitude]

Pour chacune des configurations verticales (DDL h) du tableau 3.7, une vérification de la déformation des maquettes a été réalisée avant les essais, car c'est pour ce DDL que les maquettes démontrent une plus grande flexibilité. Il a été conclu que les déformations étaient acceptables. Plus de détails sur cette vérification sont présentés aux annexes C.1 et C.2. Aussi, une comparaison entre les forces auto-excitées et les forces inertielles dans le cas des essais en régime forcé est présenté à l'annexe D. Il a été conclu que les forces auto-excitées sont généralement du même ordre de grandeur ou bien supérieures que les forces inertielles dues à la maquette et à la balance.

3.9.2 Détails sur la présentation des coefficients instationnaires

Afin de mieux discerner les différentes courbes des coefficients instationnaires et de mieux observer l'effet de la vitesse RMS et de l'amplitude, les courbes présentées aux figures des sections 3.9.3–3.9.5 correspondent aux courbes de tendance polynomiales des coefficients instationnaires. Les résultats bruts à partir desquels les courbes de tendance des coefficients instationnaires ont été obtenues sont présentés à l'annexe E pour un écoulement

peu turbulent (maquettes GB1, GB2 et GB3). L'annexe E présente aussi les coefficients instationnaires de la maquette GB3 pour un écoulement turbulent. De plus, aux sections 3.9.3–3.9.5, il n'a pas été jugé pertinent de présenter les coefficients instationnaires dans le cas d'un écoulement turbulent, car les conclusions sont similaires à celles d'un écoulement peu turbulent.

3.9.3 Comparaison entre régime libre et régime forcé

Afin de vérifier la validité des coefficients instationnaires mesurés à l'aide d'essais en régime forcé, il est intéressant de les comparer aux coefficients mesurés en régime libre. Les figures 3.14 et 3.15 présentent donc une comparaison entre les coefficients instationnaires en régime libre et les coefficients en régime forcé pour la maquette GB3 dans le cas d'un écoulement peu turbulent. Il est à noter que seulement 8 coefficients instationnaires sont montrés puisque des essais en régime libre à 2 DDL ont été réalisés. Pour les coefficients instationnaires en régime forcé, seulement la configuration S3C est présentée, car les amplitudes verticales et en rotation à échelle réduite pour cette configuration (11.0 mm et 2.0°) sont près des amplitudes initiales des essais en régime libre (12.1 mm et 2.9°). Ces figures montrent aussi les coefficients instationnaires mesurés avec des essais en régime libre au DMI pour un écoulement peu turbulent [Reinhold *et al.*, 1992]. En plus, les coefficients instationnaires mesurés au BLWTL avec des essais en régime forcé sous un écoulement turbulent sont présentés.

Tout d'abord, on observe que les coefficients instationnaires en régime libre et ceux en régime forcé de la maquette GB3 sont similaires, et ce, plus particulièrement pour les coefficients relatifs à la rotation (figure 3.15). Un écart plus important entre les coefficients en régime libre et en régime forcé de la maquette GB3 est observé pour les coefficients instationnaires relatifs au déplacement vertical (figure 3.14), notamment H_4^* et A_4^* . Ces écarts pourraient s'expliquer par la difficulté d'identifier précisément ces coefficients en régime libre en raison de l'important amortissement aérodynamique du déplacement vertical pour le pont est du Grand Belt, tel que mentionné à la section 3.8.2 et observé par Poulsen *et al.* [1992]. En effet, un taux d'amortissement effectif d'environ 60 % pour le mode de vibration vertical (amortissement structural de 0.93 % plus l'amortissement aérodynamique) a été observé pour une vitesse de vent d'environ 90 % de la vitesse de flottage. Par rapport aux coefficients du DMI, les coefficients instationnaires pour la maquette GB3 se comparent relativement bien. Un écart plus important est observé pour certains coefficients (H_2^* et A_2^*) entre les résultats du BLWTL et ceux de la maquette GB3. Selon les figures 3.14 et 3.15, il est possible d'affirmer que les coefficients instationnaires obtenus à l'aide d'essais

en régime forcé lors ce projet sont cohérents par rapport à ceux publiés et ceux mesurés en régime libre.

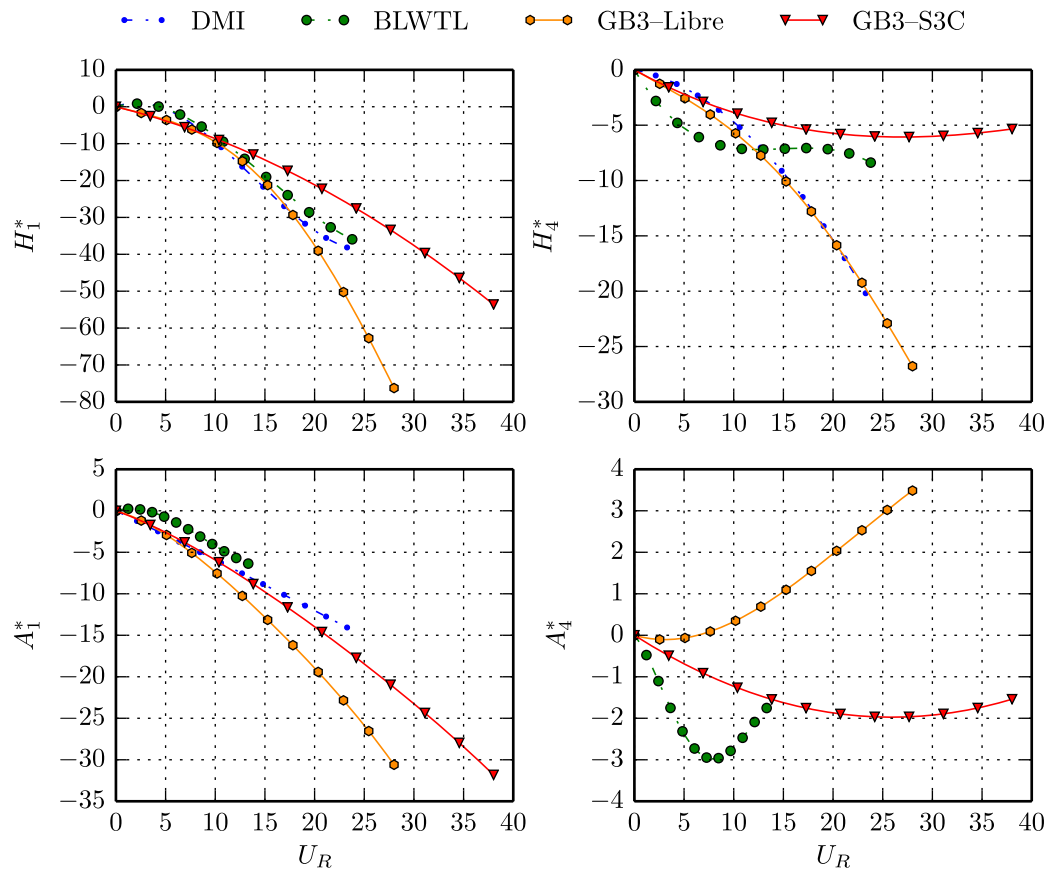


Figure 3.14 Comparaison des coefficients instationnaires de la maquette GB3 relatifs au déplacement vertical pour un écoulement peu turbulent (régime libre vs régime forcé)

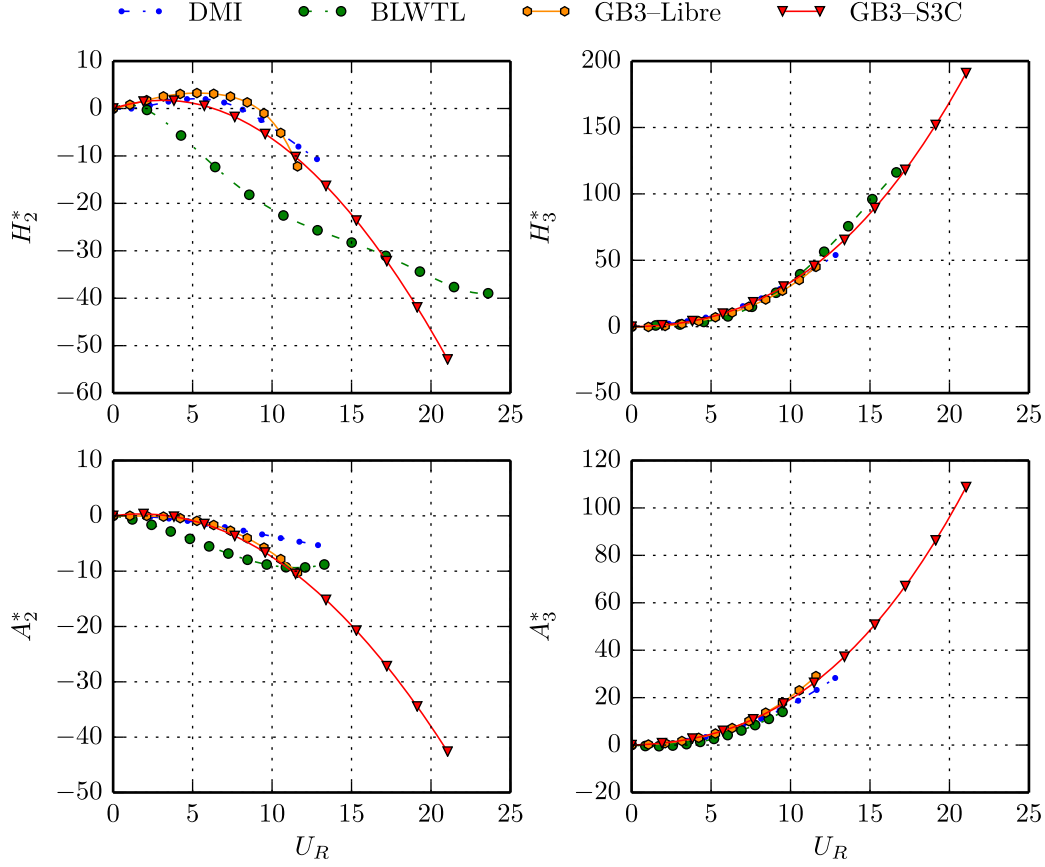


Figure 3.15 Comparaison des coefficients instationnaires de la maquette GB3 relatifs à la rotation pour un écoulement peu turbulent (régime libre vs régime forcé)

3.9.4 Effet de l'échelle sur les coefficients instationnaires

L'effet de l'échelle des maquettes ainsi que l'effet de l'amplitude du mouvement sont ensuite analysés. Pour ce faire, les coefficients instationnaires des 3 maquettes pour une même vitesse RMS vont être comparés. Puisque pour chaque vitesse RMS, 3 amplitudes ont été testées lors des essais en régime forcé, l'effet de l'amplitude peut aussi être étudié. Les figures 3.16–3.18 présentent les coefficients instationnaires pour les maquettes GB1, GB2 et GB3 dans le cas de la vitesse RMS 2 et pour les amplitudes A, B et C (configurations S2A, S2B et S2C). Les coefficients présentés ont été mesurés pour un écoulement peu turbulent.

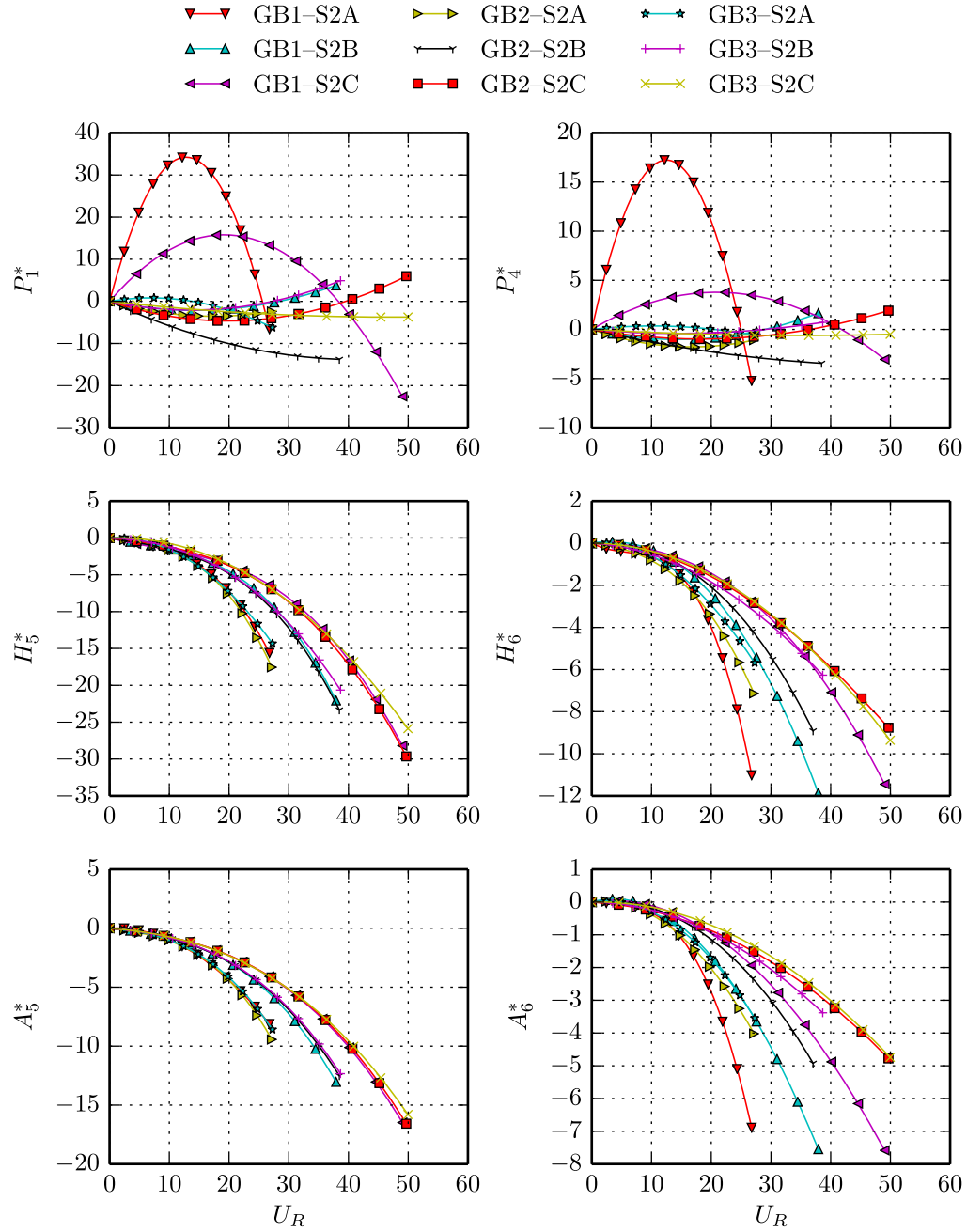


Figure 3.16 Effet de l'échelle sur les coefficients instationnaires relatifs au déplacement horizontal pour un écoulement peu turbulent (régime forcé)

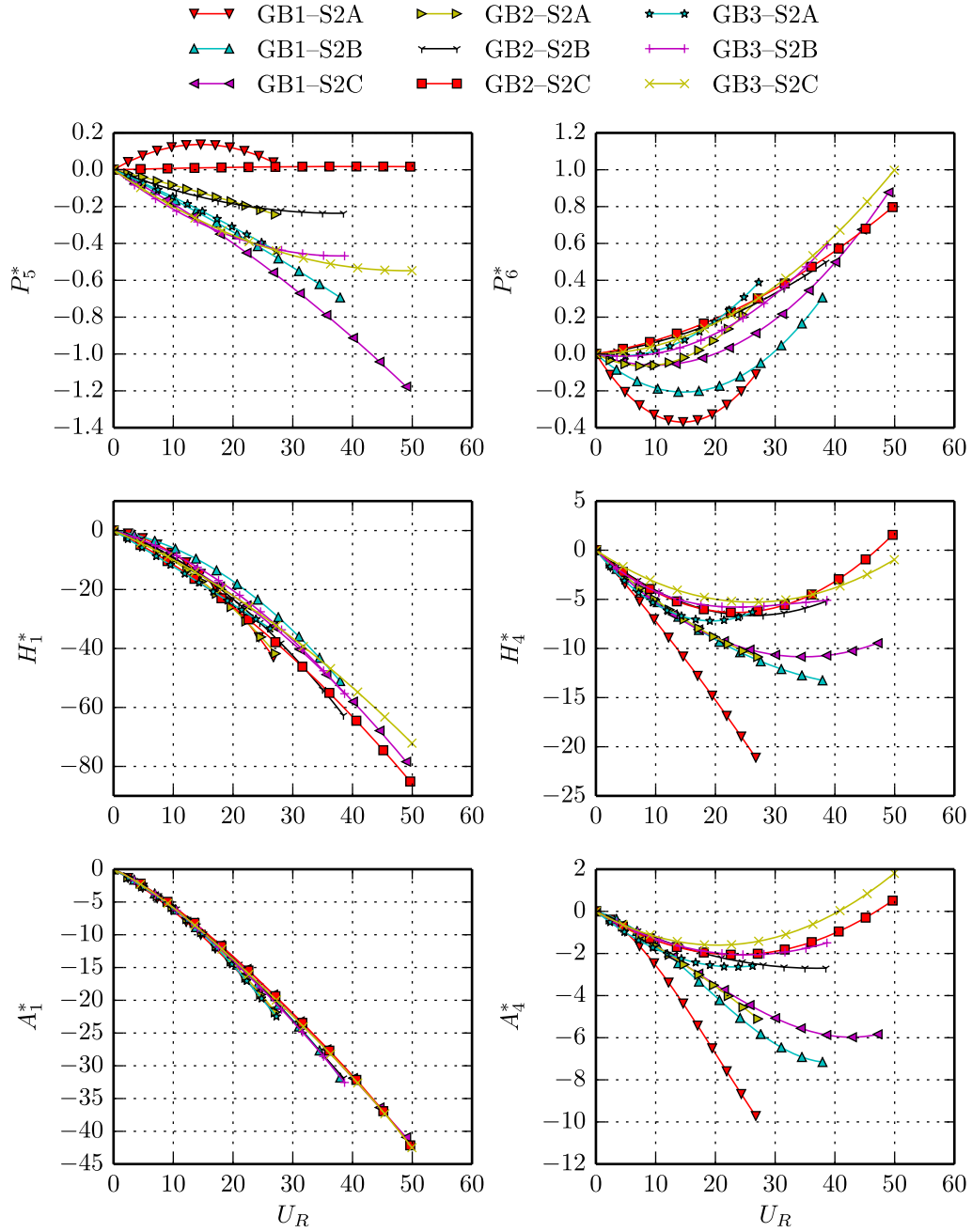


Figure 3.17 Effet de l'échelle sur les coefficients instationnaires relatifs au déplacement vertical pour un écoulement peu turbulent (régime forcé)

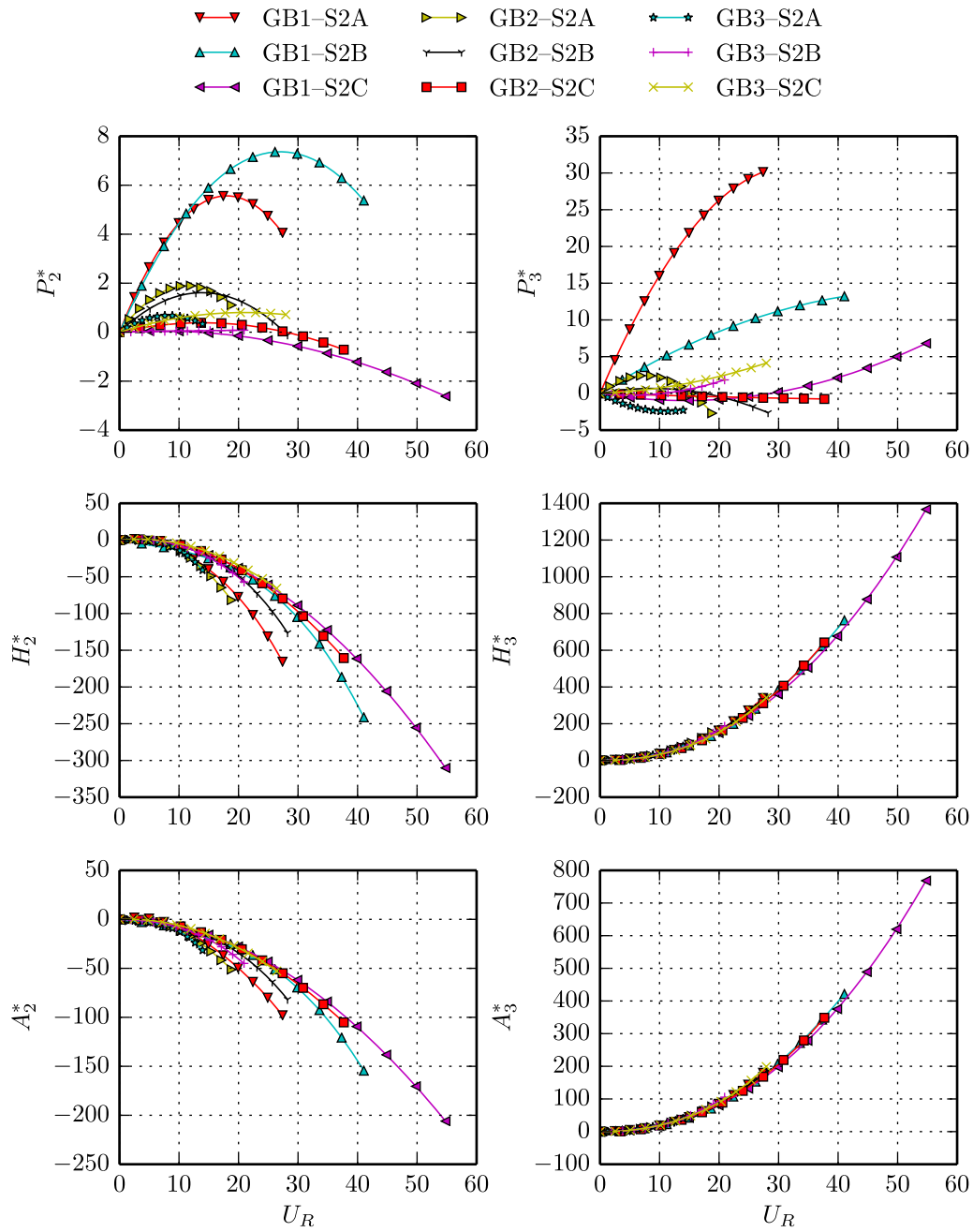


Figure 3.18 Effet de l'échelle sur les coefficients instationnaires relatifs à la rotation pour un écoulement peu turbulent (régime forcé)

Aux figures 3.16–3.18, on note avant toute chose que les courbes des coefficients P_i^* sont assez différentes les unes des autres, ce qui s’explique par la grande dispersion des résultats pour ces coefficients comme le montrent les figures de l’annexe E. Cette dispersion observée pour les coefficients P_i^* démontre la difficulté de mesurer les forces auto-excitées de traînée, car elles sont faibles par rapport aux autres forces auto-excitées. Cela a aussi été observé par Neuhaus *et al.* [2009]. Pour les autres coefficients instationnaires, sensiblement les mêmes coefficients sont obtenus pour les 3 maquettes dans le cas d’une même configuration, soit d’une même vitesse RMS et d’une même amplitude à échelle réelle. Ce résultat valide l’adimensionnalisation des coefficients instationnaires utilisée par Scanlan et Tomko [1971] quant à la dimension du tablier. Par contre, en comparant les configurations S2A, S2B et S2C, on observe que les coefficients relatifs à la vitesse du tablier H_5^* et A_5^* et dans une plus faible mesure H_2^* et A_2^* démontrent une dépendance par rapport à l’amplitude du mouvement. Quant aux coefficients instationnaires relatifs au déplacement du tablier H_6^* , A_6^* , H_4^* et A_4^* , il n’est pas possible d’affirmer que l’écart entre les différentes courbes est causé par l’amplitude du mouvement, car ces coefficients incluent la contribution de la masse aérodynamique. Cela s’explique par le fait qu’il n’est pas possible de discerner la contribution du déplacement de celle de l’accélération (masse aérodynamique) aux forces auto-excitées dans le cas d’essais harmoniques en raison de la dépendance linéaire du déplacement et de l’accélération. Contrairement à ces derniers coefficients relatifs au déplacement, les courbes pour les coefficients H_1^* , A_1^* , H_3^* et A_3^* sont très semblables pour les différentes maquettes et les différentes combinaisons.

Dans le cas des vitesses RMS 1 et 3 (configurations S1A, S1B, S1C, S3A, S3B et S3C), des observations similaires au cas de la vitesse RMS 2 ont été faites quant à l’effet de l’échelle sur les coefficients instationnaires.

3.9.5 Effet de la vitesse RMS sur les coefficients instationnaires

Afin d’étudier l’effet de la vitesse RMS sur les coefficients instationnaires, les courbes de coefficients de la maquette GB3 pour les 9 configurations du tableau 3.7 ont été comparées entre elles. L’effet de l’amplitude a aussi été étudié. Alors, les figures 3.19–3.21 présentent les coefficients instationnaires de la maquette GB3 mesurés à partir d’essais en régime forcé avec un écoulement peu turbulent pour les 9 configurations.

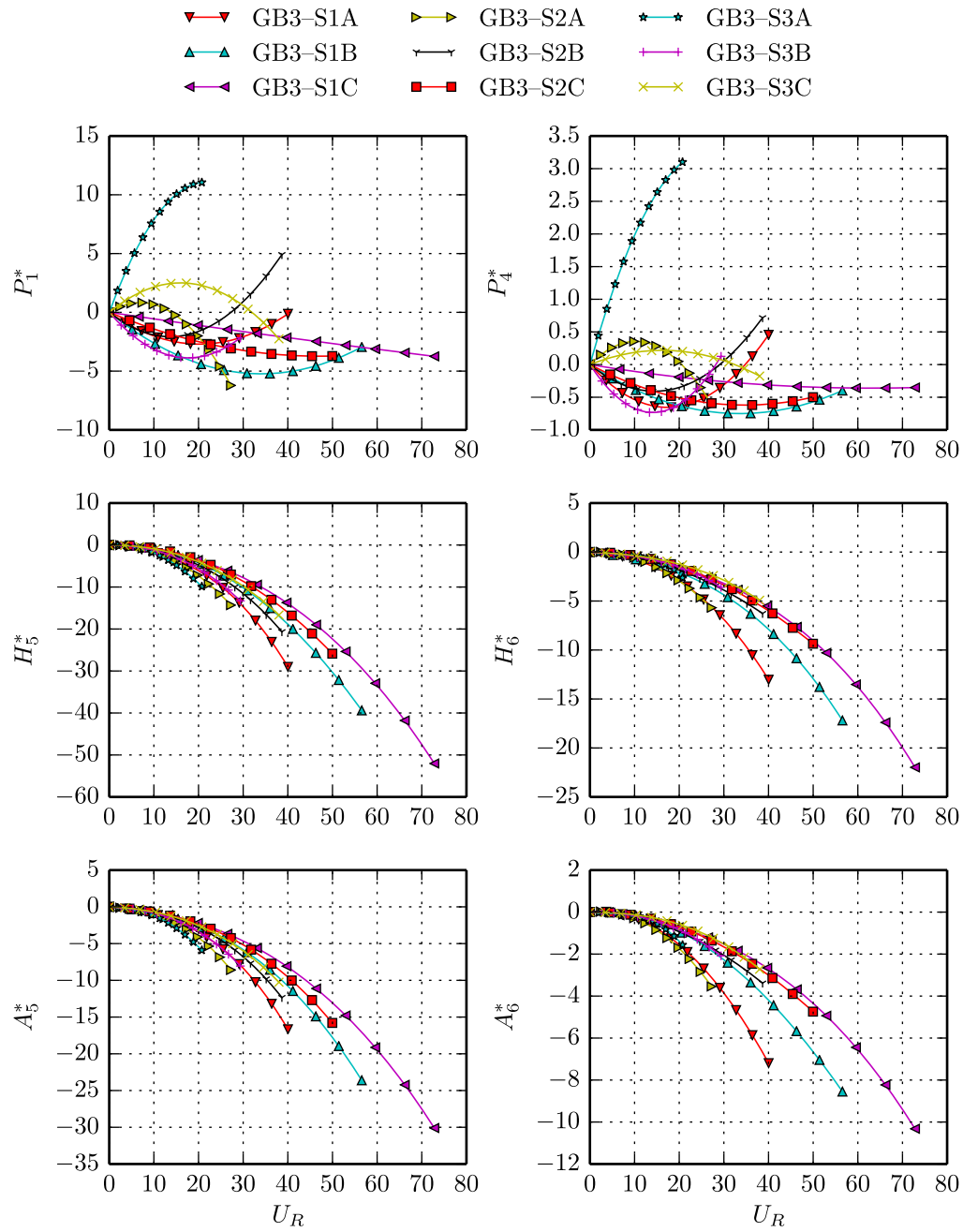


Figure 3.19 Effet de la vitesse RMS sur les coefficients instationnaires de la maquette GB3 relatifs au déplacement horizontal pour un écoulement peu turbulent (régime forcé)

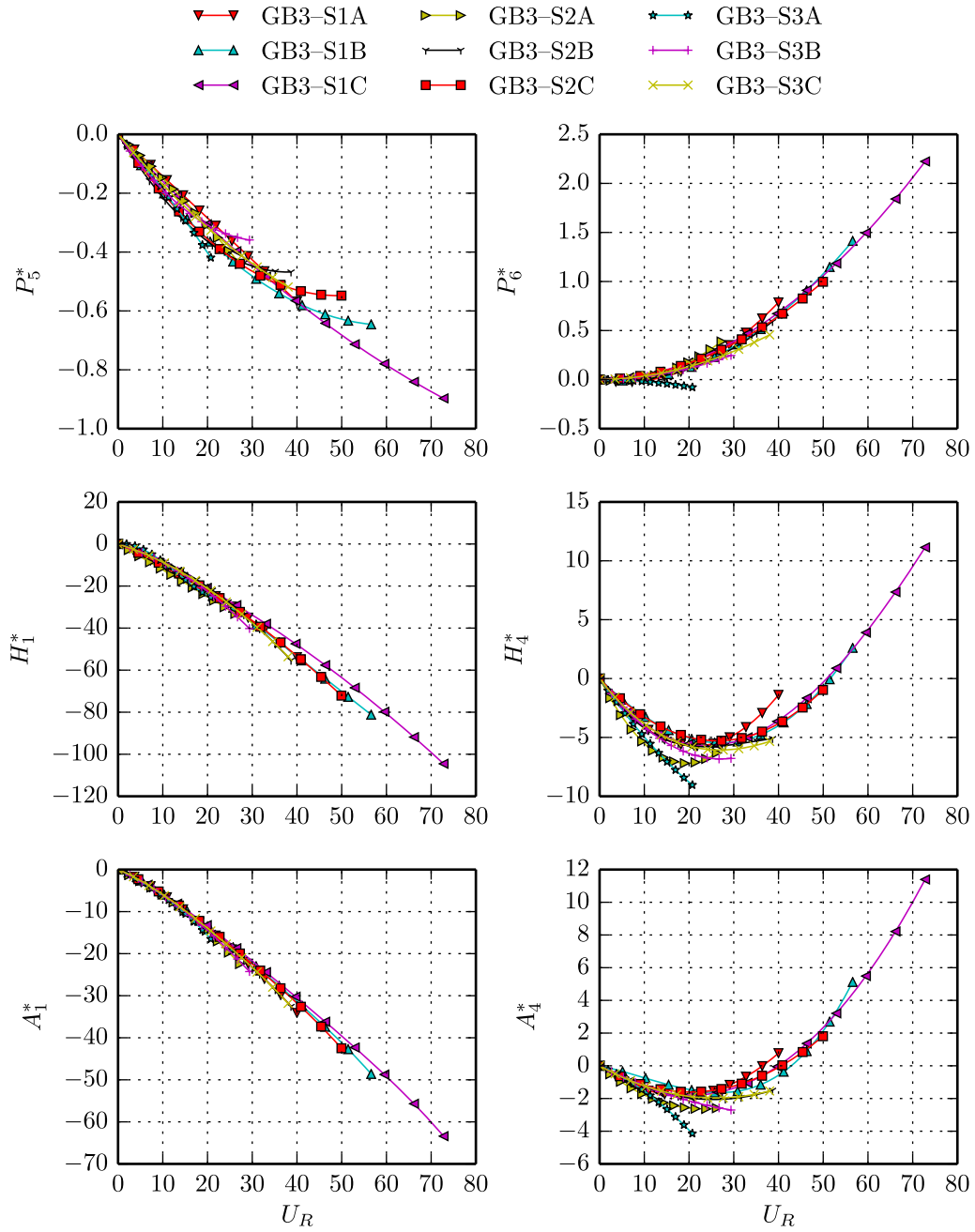


Figure 3.20 Effet de la vitesse RMS sur les coefficients instationnaires de la maquette GB3 relatifs au déplacement vertical pour un écoulement peu turbulent (régime forcé)

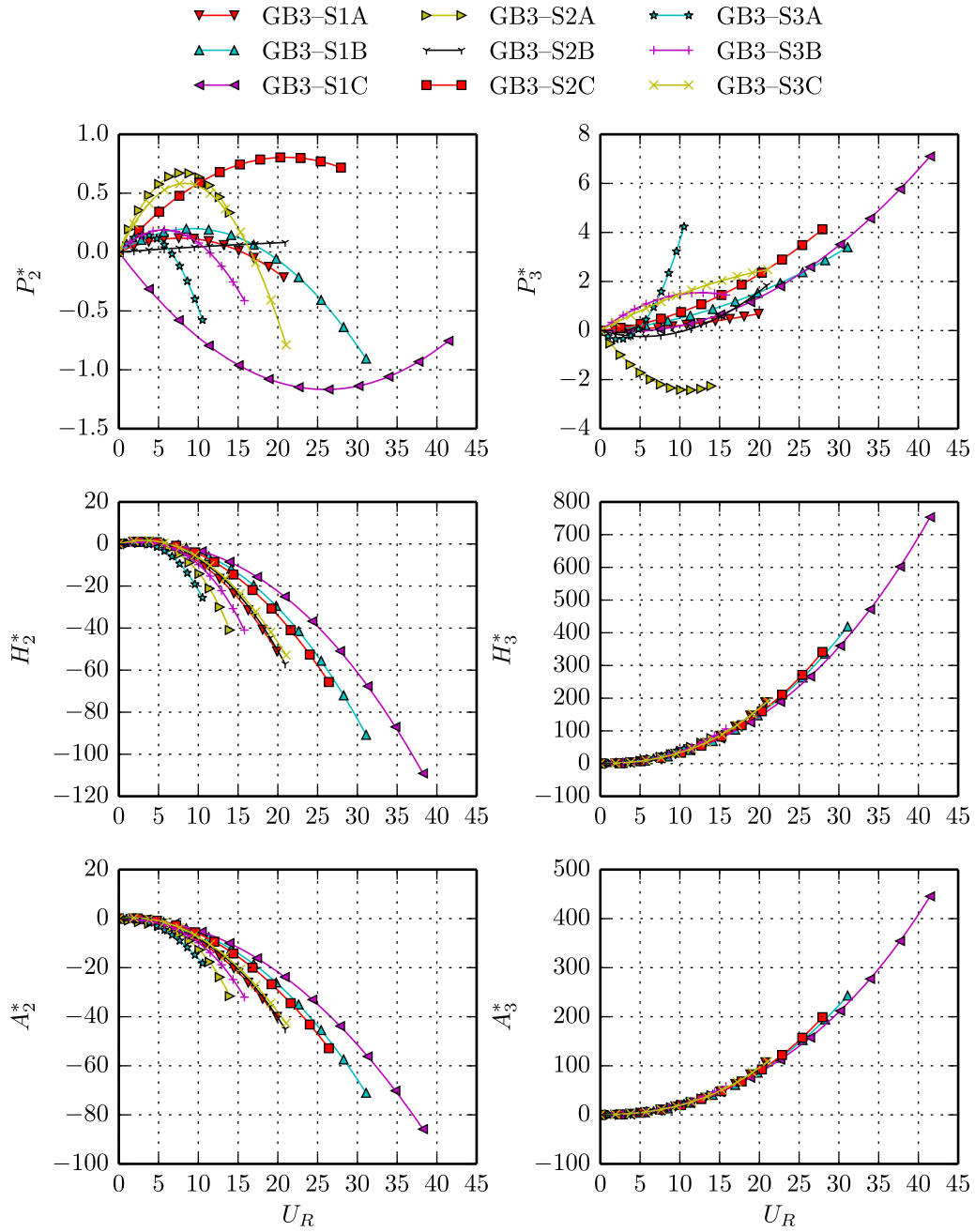


Figure 3.21 Effet de la vitesse RMS sur les coefficients instationnaires de la maquette GB3 relatifs à la rotation pour un écoulement peu turbulent (régime forcé)

Similairement à ce qui a été observé à la section 3.9.4, il y a d'importants écarts entre les courbes des différentes configurations pour les coefficients P_i^* excepté P_5^* et P_6^* . Ensuite, on note que pour une même amplitude, mais une vitesse RMS différente, les coefficients H_6^* et A_6^* sont similaires, ce qui démontre une certaine dépendance pour l'amplitude. Cela pourrait être causé par l'effet de l'amplitude sur l'accélération du tablier puisque ces coefficients incluent la contribution de la masse aérodynamique. Aussi, la vitesse RMS et l'amplitude du mouvement ont un effet négligeable sur les coefficients instationnaires relatifs au déplacement vertical (P_5^* , P_6^* , H_1^* , H_4^* , A_1^* et A_4^*). De même, la vitesse RMS ne semble pas avoir un effet sur les coefficients H_3^* et A_3^* . Par contre, on observe sur ces figures que les coefficients relatifs à la vitesse H_5^* , A_5^* , H_2^* et A_2^* démontrent une claire non-linéarité par rapport à la vitesse RMS ou l'amplitude du mouvement. Il n'est pas possible de discerner lequel de ces paramètres est responsable de l'écart observé entre les courbes des différentes configurations pour ces coefficients, car les coefficients instationnaires sont adimensionnalisés par rapport à la fréquence du mouvement.

Afin de pouvoir mieux comprendre cette dépendance des coefficients H_5^* , A_5^* , H_2^* et A_2^* par rapport à la vitesse RMS ou à l'amplitude, les coefficients instationnaires des figures 3.19–3.21 doivent être étudiés sous leur forme dimensionnelle. Les figures 3.22–3.24 présentent donc les coefficients instationnaires sous la forme dimensionnelle de la maquette GB3 pour les configurations du tableau 3.7 dans le cas d'un écoulement peu turbulent.

Tout d'abord, sur ces figures, on note que la vitesse RMS et l'amplitude du mouvement ont un effet sur les coefficients H_6 , A_6 , H_4 et A_4 , mais il n'est pas possible de noter des tendances claires. La figure 3.22 démontre que les coefficients instationnaires H_5 et A_5 sont dépendants de la vitesse RMS puisque les mêmes coefficients instationnaires sont obtenus pour une même vitesse RMS, mais pour des amplitudes différentes. Selon la figure 3.24, un effet de la vitesse RMS sur les coefficients instationnaires H_2 et A_2 peut être noté, mais l'amplitude du mouvement a aussi un léger effet. Afin de mieux visualiser l'effet de la vitesse RMS sur ces quatre coefficients, les coefficients instationnaires H_5 et A_2 pour différentes vitesses RMS et une même amplitude sont présentés à la figure 3.25. Sur cette figure, les non-linéarités par rapport à la vitesse RMS sont évidentes. L'effet de l'amplitude dans le cas d'une même vitesse RMS pour les coefficients H_5 et A_2 est aussi étudié à la figure 3.26. On observe que l'amplitude du mouvement a seulement un faible effet non linéaire dans le cas du coefficient A_2 . Cela indique donc que c'est principalement la vitesse RMS qui est responsable des non-linéarités observées pour les coefficients H_5^* , A_5^* , H_2^* et A_2^* .

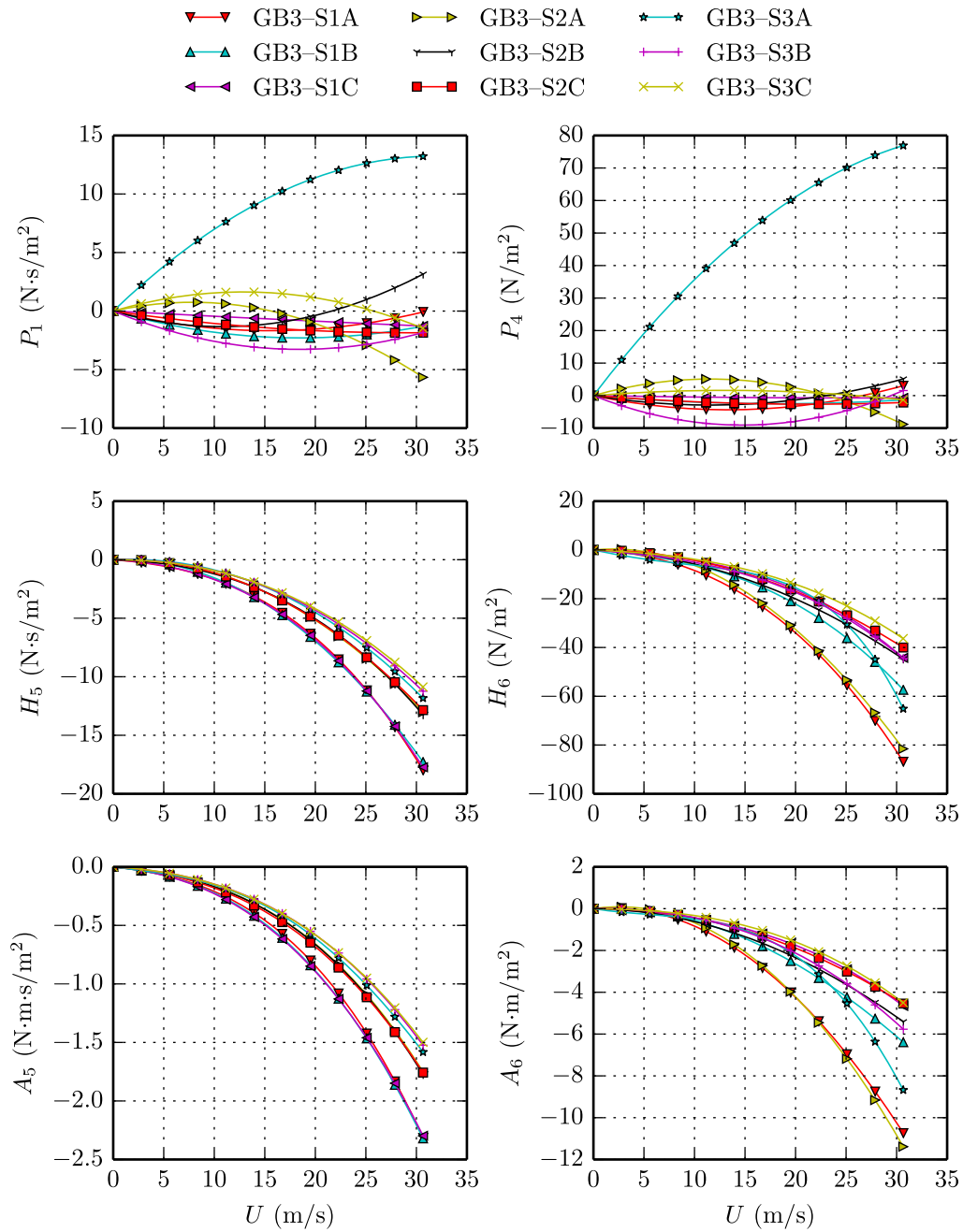


Figure 3.22 Effet de la vitesse RMS sur les coefficients instationnaires sous la forme dimensionnelle de la maquette GB3 relatifs au déplacement horizontal pour un écoulement peu turbulent (régime forcé)

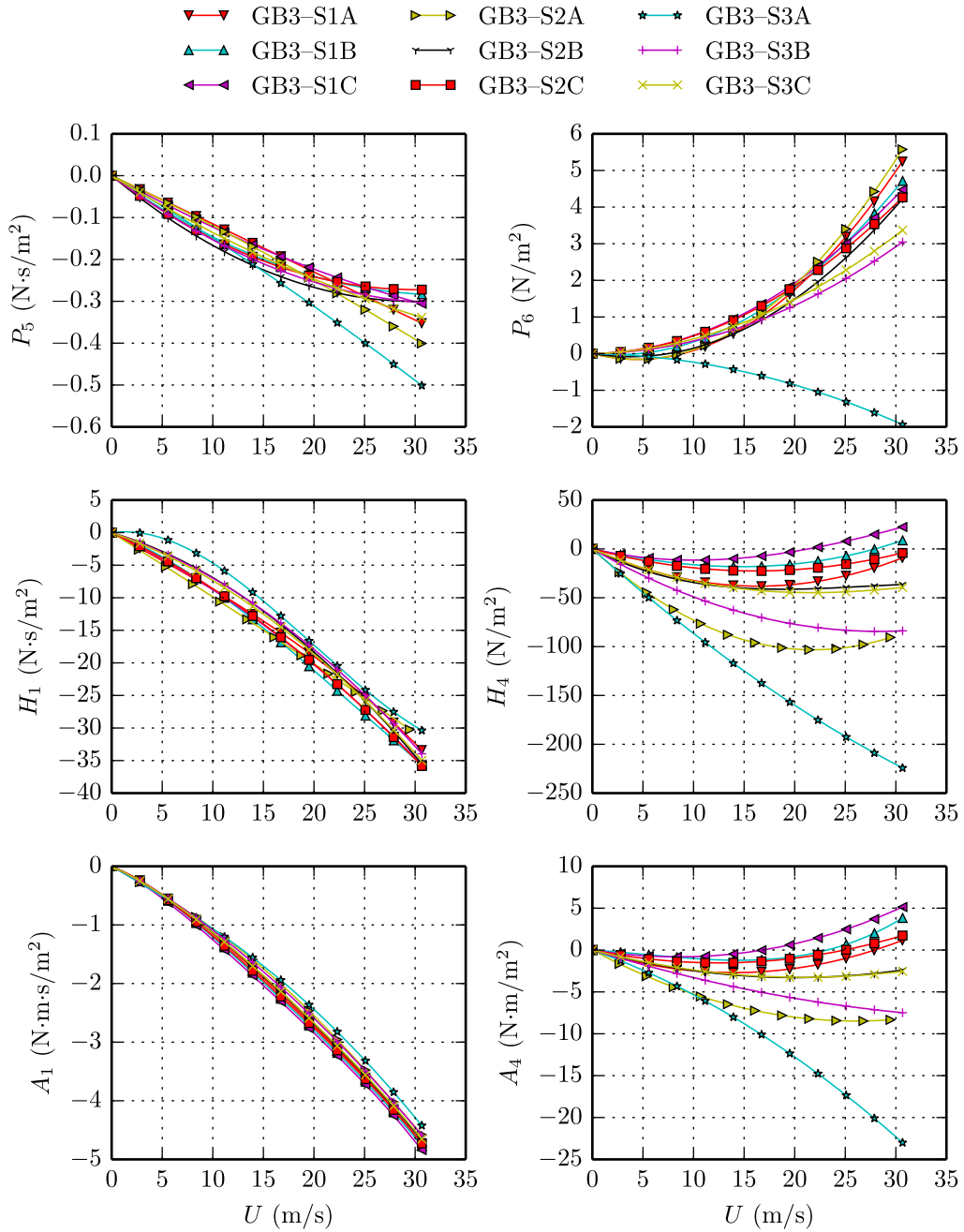


Figure 3.23 Effet de la vitesse RMS sur les coefficients instationnaires sous la forme dimensionnelle de la maquette GB3 relatifs au déplacement vertical pour un écoulement peu turbulent (régime forcé)

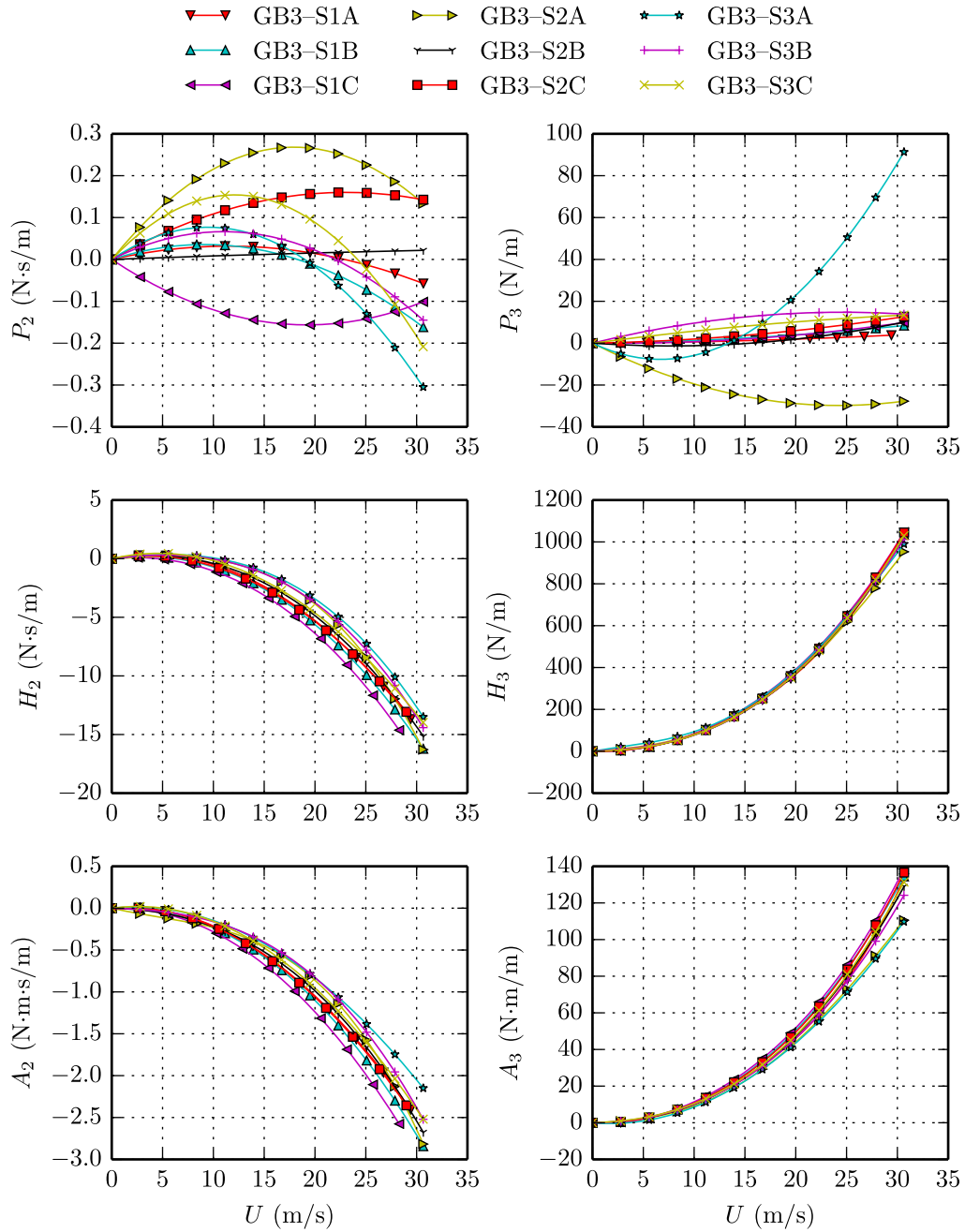


Figure 3.24 Effet de la vitesse RMS sur les coefficients instationnaires sous la forme dimensionnelle de la maquette GB3 relatifs à la rotation pour un écoulement peu turbulent (régime forcé)

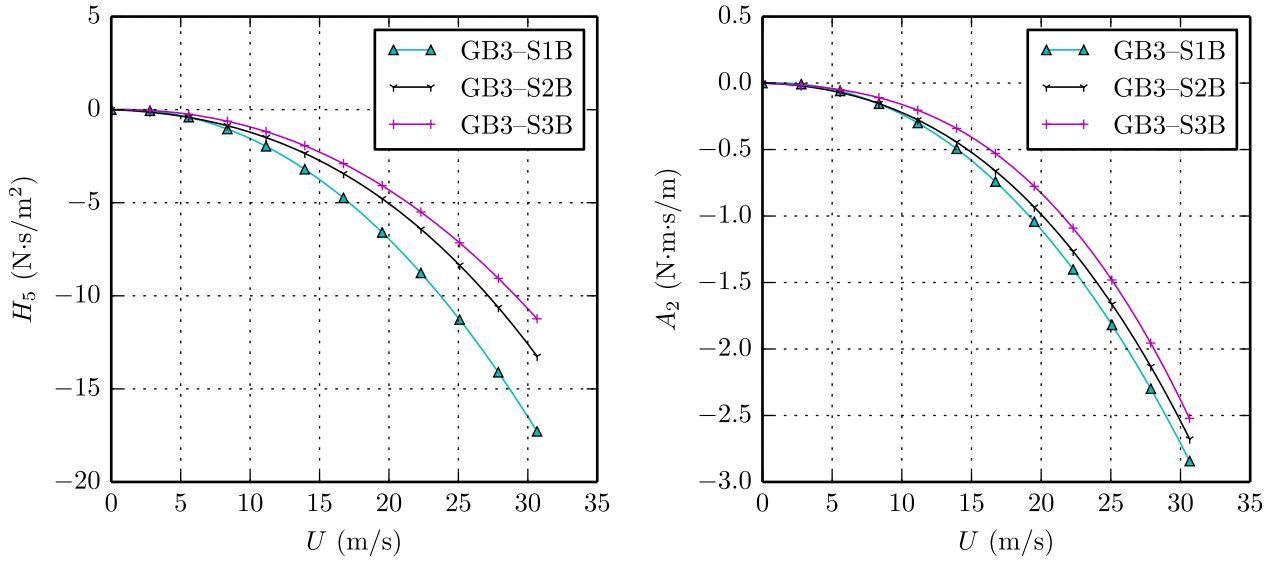


Figure 3.25 Effet de la vitesse RMS sur les coefficients instationnaires H_5 et A_2 de la maquette GB3 pour un écoulement peu turbulent (régime forcé)

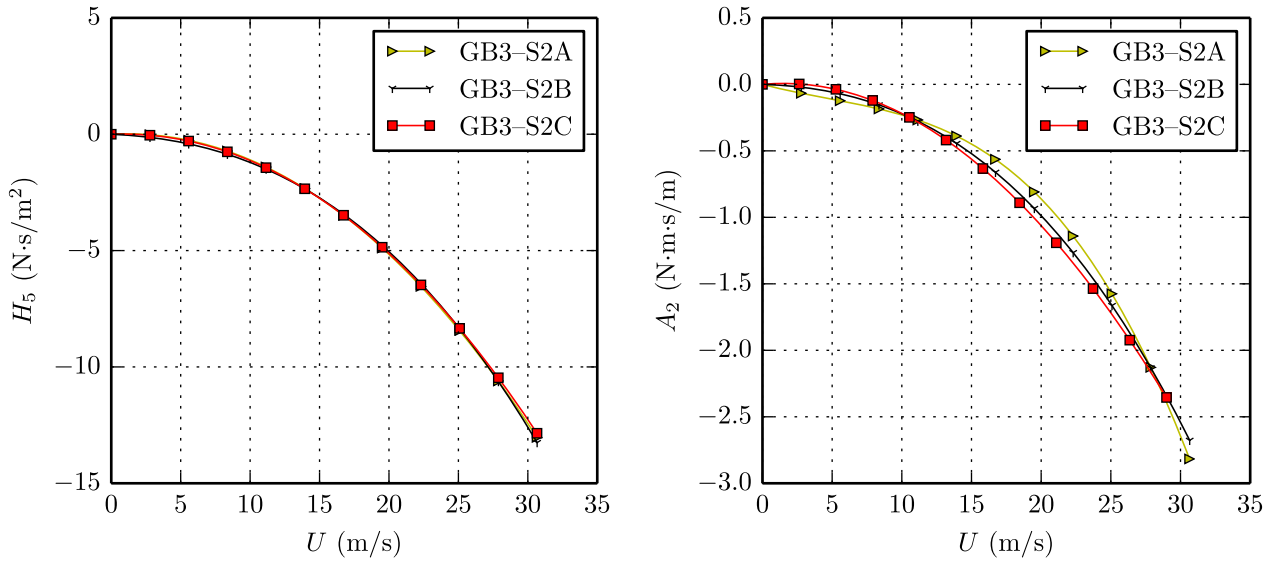


Figure 3.26 Effet de l'amplitude sur les coefficients instationnaires H_5 et A_2 de la maquette GB3 pour un écoulement peu turbulent (régime forcé)

Selon les observations faites pour les coefficients H_5 , A_5 , H_2 et A_2 , la vitesse du tablier (vitesse RMS) apparaît être un paramètre important pour l'étude des forces auto-excitées. Par contre, certains coefficients instationnaires sous leur forme adimensionnelle montrent des non-linéarités par rapport à l'amplitude tandis que d'autres présentent des non-linéarités par rapport à la vitesse RMS et à l'amplitude. Cela pourrait s'expliquer par le fait que l'adimensionnalisation des coefficients instationnaires utilise la fréquence, ce qui ne permet pas de tenir compte de la variation de la vitesse et de l'accélération du tablier causée par la variation de l'amplitude.

Pour les maquettes GB1 et GB2, des observations similaires au cas de la maquette GB3 ont été faites quant à l'effet de la vitesse RMS sur les coefficients instationnaires.

3.10 Récapitulatif des essais expérimentaux préliminaires

Des essais en soufflerie ont été réalisés à l'aide du montage pour essais sectionnels et de la soufflerie principale de l'Université de Sherbrooke. Trois maquettes d'échelle différente du pont est du Grand Belt ont été utilisées pour ces essais sectionnels. Tout d'abord, il a été nécessaire de faire la mesure des coefficients aérodynamiques pour ces 3 maquettes. Les coefficients aérodynamiques mesurés se comparent très bien aux coefficients issus des essais réalisés au DMI [Reinhold *et al.*, 1992]. Par la réalisation d'essais de stabilité pour la plus grande des 3 maquettes du pont est du Grand Belt (la maquette GB3), il a été déterminé que la vitesse de flottement expérimentale à échelle réelle était de 82.3 m/s et de 80.1 m/s respectivement pour un écoulement peu turbulent et un écoulement turbulent. L'écart entre la vitesse de flottement obtenue au DMI et celle de la maquette GB3 est acceptable.

L'identification des coefficients instationnaires a été faite à l'aide d'essais en régime libre pour la maquette GB3 et à l'aide d'essais en régime forcé pour les 3 maquettes. Les coefficients instationnaires en régime forcé se comparent bien aux coefficients mesurés en régime libre ainsi qu'à ceux du DMI et du BLWTL. Une comparaison des coefficients instationnaires en régime forcé des 3 maquettes a démontré que l'adimensionnalisation utilisée par Scanlan et Tomko [1971] est valide par rapport à la dimension du tablier. Par contre, en comparant les coefficients instationnaires extraits à différentes vitesses RMS et à différentes amplitudes du mouvement, il a été noté que certains coefficients instationnaires démontrent des non-linéarités par rapport à ces deux paramètres. Une analyse des coefficients sous la forme dimensionnelle a montré l'importance d'étudier l'effet de la vitesse du tablier, une variable temporelle, sur les forces auto-excitées puisque des non-linéarités par rapport à ce paramètre

ont été observées pour certains coefficients instationnaires. L'étude de l'accélération du tablier sur les coefficients instationnaires pourrait aussi être intéressante.

CHAPITRE 4

COEFFICIENTS INSTATIONNAIRES TEMPORELS

4.1 Démarche pour un nouveau modèle temporel

Selon les observations faites à la section 3.9.5, la vitesse du tablier apparaît être un paramètre important pour les forces auto-excitées. De plus, il est pertinent d'analyser la contribution de l'accélération du tablier aux forces auto-excitées. Ce chapitre a donc pour objectif le développement d'un nouveau modèle temporel des forces auto-excitées basé sur la vitesse et l'accélération du tablier, et ce, à l'aide de résultats d'essais en régime forcé à vitesse absolue constante et à accélération absolue constante. Cela va permettre de répondre à l'aspect de la nouvelle approche temporelle du second objectif qui est de prédire le flottement à l'aide d'une nouvelle approche temporelle. Pour ce faire, la procédure présentée ci-dessous est employée.

1. Afin que l'effet de la vitesse du tablier sur les coefficients instationnaires soit mieux évalué, des essais en régime forcé cyclique à vitesse absolue constante ont été réalisés. De plus, une étude de l'effet de l'accélération sur les forces auto-excitées a été effectuée à l'aide d'essais en régime forcé cyclique à accélération absolue constante. De cette façon, des coefficients instationnaires ont été extraits pour des essais à vitesse absolue constante et des essais à accélération absolue constante. Ces essais ont été réalisés pour les trois maquettes du pont est du Grand Belt.
 - (a) Les essais en régime forcé à vitesse absolue constante consistaient à mettre en mouvement selon une onde triangulaire la maquette de pont testée. Pour ces essais, 5 vitesses absolues ont été testées. Pour chacune de ces vitesses absolues, 2 amplitudes du mouvement ont été utilisées, et ce, pour un total de 10 configurations testées.
 - (b) Un mouvement selon une onde parabolique était imposé à la maquette dans le cas des essais en régime forcé à accélération absolue constante. Des essais pour 5 accélérations absolues et 2 amplitudes du mouvement ont été effectués, pour un total de 10 configurations testées pour ce type d'essai.

2. Dans l'optique de valider l'identification de coefficients instationnaires en utilisant des essais en régime forcé à vitesse absolue constante, une comparaison entre des coefficients instationnaires mesurés avec des essais en régime forcé harmonique et des coefficients obtenus pour des essais à vitesse absolue constante est réalisée.
3. Par la suite, un modèle temporel des forces auto-excitées basé sur des coefficients instationnaires issus d'essais en régime forcé à vitesse absolue constante et à accélération absolue constante est développé. Pour ce faire, une procédure d'adimensionnalisation de ces coefficients instationnaires a été utilisée afin d'obtenir des coefficients adimensionnels qui ont été dénommés coefficients instationnaires temporels.
4. La validité de ce modèle temporel des forces auto-excitées par rapport à la dimension du tablier est ensuite vérifiée. Pour ce faire, les coefficients instationnaires temporels des trois maquettes d'échelle différente sont comparés.
5. De plus, l'adimensionnalisation des coefficients instationnaires temporels par rapport à la vitesse et à l'accélération du tablier est vérifiée. À cet effet, les coefficients instationnaires temporels obtenus pour différentes vitesses absolues constantes et différentes accélérations absolues constantes sont comparés. L'effet de l'amplitude du mouvement sur les coefficients instationnaires temporels est aussi analysé.
6. Pour terminer, il est démontré que des approximations des coefficients instationnaires temporels peuvent être obtenues à partir de résultats d'essais en régime forcé harmonique.

4.2 Essais en régime forcé à vitesse absolue constante et à accélération absolue constante

Pour les essais en régime forcé harmonique, la fréquence et l'amplitude du mouvement utilisées pour l'extraction ont un effet sur les vitesses et les accélérations auxquelles le modèle sectionnel est soumis. L'adimensionnalisation des coefficients instationnaires de la formulation de Scanlan est basée sur la fréquence du mouvement. Elle ne permet donc pas de tenir compte de cet effet de l'amplitude sur la vitesse et l'accélération du tablier. De plus, puisque le déplacement et l'accélération sont linéairement dépendants, il n'est pas possible d'isoler la masse aérodynamique de la rigidité aérodynamique.

À la section 3.9.5, il est montré que les coefficients instationnaires H_5 , A_5 , H_2 et A_2 démontrent des non-linéarités par rapport à la vitesse RMS, ce qui est une indication

que la vitesse du tablier pourrait être utilisée pour l'adimensionnalisation des coefficients instationnaires au lieu de la fréquence. L'utilisation de la vitesse du tablier pour l'adimensionnalisation permettrait de tenir compte de la variation de la vitesse causée par l'amplitude. De plus, l'étude de l'effet de l'accélération sur les forces auto-excitées pourrait permettre d'isoler la masse aérodynamique de la rigidité aérodynamique. Alors, l'effet de la vitesse et de l'accélération du tablier a été étudié à l'aide d'essais en régime forcé cyclique à vitesse absolue constante et d'essais en régime forcé cyclique à accélération absolue constante. L'étude de ces deux variables temporelles sera utile pour le développement d'un modèle temporel des forces auto-excitées basé sur ces paramètres.

4.2.1 Procédure d'essai

Le nouveau modèle temporel des forces auto-excitées qui est développé est similaire à celui de Scanlan et Tomko [1971], car l'utilisation de coefficients instationnaires est intuitive et plus directe. Comme il a été mentionné, ce nouveau modèle est basé sur la vitesse et l'accélération du tablier, deux variables temporelles, en comparaison à celui de Scanlan qui est basé sur la fréquence du mouvement. Puisque l'étude de l'accélération sur les forces auto-excitées est aussi réalisée, il est nécessaire d'ajouter la contribution de l'accélération à ces forces. La définition des forces auto-excitées basée sur les coefficients instationnaires incluant les contributions du déplacement, de la vitesse et de l'accélération se trouve aux équations 4.1–4.3. Ces équations sont montrées sous leur forme dimensionnelle de façon similaire à Prud'homme *et al.* [2015b].

$$D_{se}(t) = P_1\dot{p} + P_2\dot{\alpha} + P_3\alpha + P_4p + P_5\dot{h} + P_6h + P_7\ddot{p} + P_8\ddot{\alpha} + P_9\ddot{h} \quad (4.1)$$

$$L_{se}(t) = H_1\dot{h} + H_2\dot{\alpha} + H_3\alpha + H_4h + H_5\dot{p} + H_6p + H_7\ddot{h} + H_8\ddot{\alpha} + H_9\ddot{p} \quad (4.2)$$

$$M_{se}(t) = A_1\dot{h} + A_2\dot{\alpha} + A_3\alpha + A_4h + A_5\dot{p} + A_6p + A_7\ddot{h} + A_8\ddot{\alpha} + A_9\ddot{p} \quad (4.3)$$

où $D_{se}(t)$, $L_{se}(t)$ et $M_{se}(t)$ sont respectivement la force auto-excitée de traînée, la force auto-excitée de portance et le moment auto-excité par unité de longueur de tablier ; $p = p(t)$, $h = h(t)$ et $\alpha = \alpha(t)$ sont respectivement le déplacement horizontal, vertical et en rotation ; t est le temps ; P_i , H_i et A_i ($i = 1, \dots, 9$) sont les coefficients instationnaires sous la forme dimensionnelle.

L'identification des 27 coefficients instationnaires des équations 4.1–4.3 s'est réalisée par deux phases d'essais en régime forcé, et ce, dans le but de pouvoir isoler la contribution de

la masse aérodynamique. Pour la première phase, un mouvement cyclique à vitesse absolue constante sous la forme d'une onde triangulaire est appliqué au modèle sectionnel. Pour un mouvement idéalisé de ce type, la vitesse en valeur absolue est constante et l'accélération est nulle excepté au changement de direction de la maquette tel que montré à la figure 4.1a ($x = p, h, \alpha$ sur cette figure). Par contre, des transitions paraboliques ont été utilisées aux sommets des ondes triangulaires afin d'atténuer le changement de direction (courbe réelle de la figure 4.1a). En post-traitement, les transitions paraboliques ont été éliminées des signaux expérimentaux utilisés pour l'identification des coefficients instationnaires. Ces essais à vitesse absolue constante servent à l'identification des coefficients P_i , H_i et A_i pour $i = 1, \dots, 6$. Étant donné que l'accélération est nulle pour ces essais, cela indique que les coefficients instationnaires de rigidité aérodynamique n'incluent pas la contribution de la masse aérodynamique.

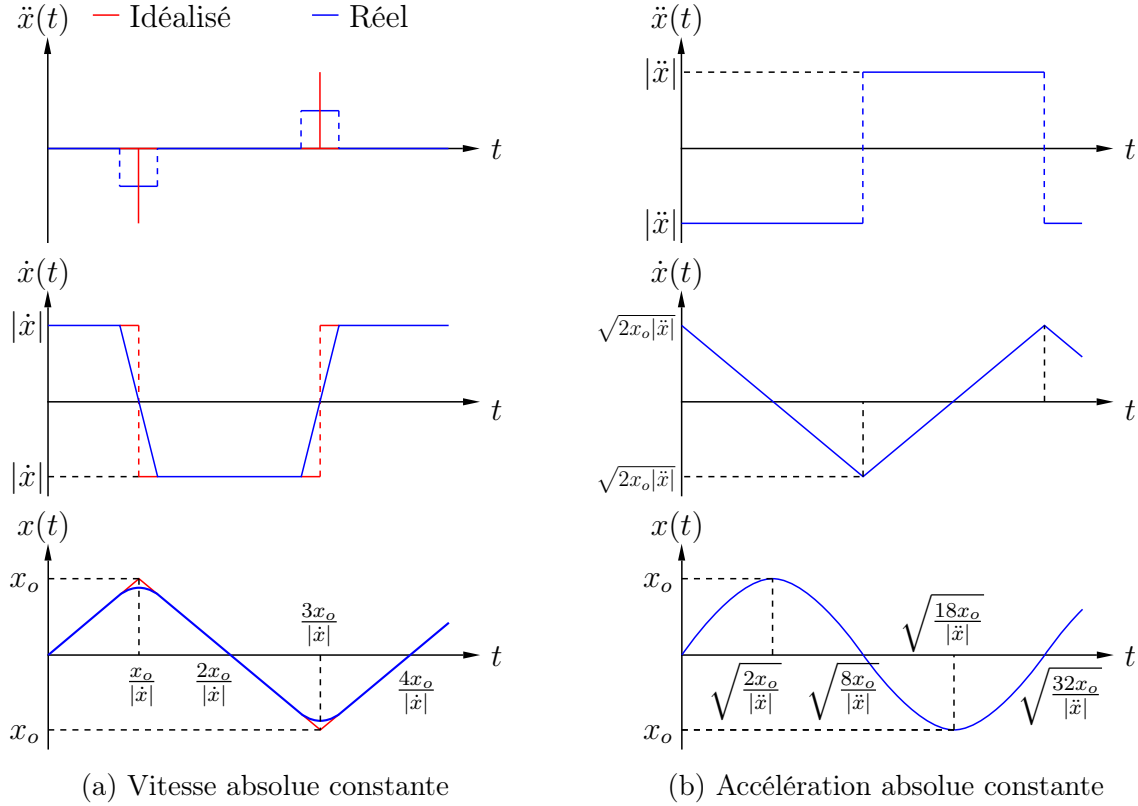


Figure 4.1 Mouvement des essais en régime forcé pour les coefficients instationnaires temporels

Pour la deuxième phase d'essais, les maquettes sont soumises à un mouvement cyclique à accélération absolue constante sous la forme d'une onde parabolique telle que montré à la figure 4.1b. Pour un mouvement parabolique, la vitesse varie selon une onde triangulaire tandis que l'accélération en valeur absolue est constante. Ces essais sont utilisés pour

mesurer la contribution de la masse aérodynamique aux forces auto-excitées. En effet, ils sont employés pour l'identification des coefficients instationnaires relatifs à l'accélération (P_i , H_i et A_i pour $i = 7, 8, 9$).

L'ajustement du montage utilisé pour les essais en régime forcé à vitesse absolue constante et à accélération absolue constante est le même que celui employé pour les essais en régime forcé harmonique (section 3.9.1). La procédure d'essai est aussi la même que celle des essais en régime forcé harmonique. Il est à noter que le modèle sectionnel est soumis à un mouvement triangulaire ou bien à un mouvement parabolique selon un DDL à la fois. Plus de détails sont donnés sur la procédure d'essai à la section 3.9.1 et par Prud'homme [2015].

4.2.2 Méthode d'identification des coefficients instationnaires

La méthode employée pour identifier les 27 coefficients instationnaires des équations 4.1–4.3 est une méthode basée sur les moindres carrés linéaires (LLS) qui a aussi été utilisée dans le cas des essais en régime forcé harmonique (section 3.9.1). Elle correspond à la méthode utilisée par Prud'homme *et al.* [2015b]. Pour les signaux expérimentaux des essais en régime forcé à vitesse absolue constante, les transitions paraboliques sont éliminées des signaux. Ces signaux modifiés sont utilisés pour identifier les coefficients relatifs au déplacement et à la vitesse à l'aide de la méthode LLS. Quant aux coefficients instationnaires relatifs à l'accélération, ils sont obtenus en appliquant la méthode LLS aux signaux des essais à accélération absolue constante. Ce sont les vitesses, les accélérations et les amplitudes réelles mesurées lors des essais qui ont été utilisées dans la méthode LLS. Davantage d'informations sur la méthode LLS sont présentées aux annexes B.1, B.3 et B.4.

4.2.3 Paramètres d'essai

Pour les maquettes GB1, GB2 et GB3, les essais en régime forcé à vitesse absolue constante et à accélération absolue constante ont été faits à un angle d'incidence moyen de 0° . Ces essais ont seulement été réalisés pour un écoulement peu turbulent, car il n'a pas été jugé pertinent de réaliser des essais avec turbulence puisque la turbulence avait peu d'effet sur les coefficients instationnaires mesurés en régime forcé harmonique. Comme il a été mentionné précédemment, l'étude de la vitesse et de l'accélération a pour but le développement d'un nouveau modèle temporel basé sur ces deux variables. Donc, 5 vitesses absolues et 2 amplitudes du mouvement, pour un total de 10 configurations pour chaque DDL, ont été testées pour les essais en régime forcé à vitesse absolue constante. Pour les essais à accélération absolue constante, 10 configurations pour chaque DDL (5 accélérations

absolues et 2 amplitudes) ont été utilisées. La réalisation de ces essais pour plusieurs configurations servira à valider un nouveau modèle des forces auto-excitées dans le domaine temporel.

Les tableaux 4.1 et 4.2 présentent les différentes configurations respectivement pour les essais en régime forcé à vitesse absolue constante et les essais en régime forcé à accélération absolue constante. Quant à la dénomination des configurations, *TV* indique une configuration en régime forcé à vitesse absolue constante, *TA* indique une configuration en régime forcé à accélération absolue constante, le nombre indique le numéro de la vitesse ou de l'accélération le cas échéant et la lettre indique le numéro de l'amplitude. Il est à noter que ces configurations ont été choisies selon la capacité des vérins hydrauliques. Il faut aussi rappeler que ces essais ont été réalisés selon un seul DDL à la fois. Les vitesses absolues et les accélérations absolues correspondent à l'échelle réduite. L'amplitude du mouvement utilisée est une fraction de la largeur du tablier, ce qui veut dire qu'entre les différentes maquettes, l'amplitude à échelle réelle est la même. Les amplitudes présentées au tableau 4.1 pour les configurations des essais à vitesse absolue constante correspondent aux amplitudes de la courbe idéalisée de la figure 4.1a.

Tableau 4.1 Configurations pour les essais en régime forcé à vitesse absolue constante (échelle réduite)

DDL	Paramètre	Configuration					
		TV1A	TV1B	TV2A	TV2B	TV3A	TV3B
p	$ \dot{p} $ (mm/s)	40.0	40.0	65.0	65.0	90.0	90.0
	p_o	$B/49.2$	$B/32.8$	$B/49.2$	$B/32.8$	$B/49.2$	$B/32.8$
h	$ \dot{h} $ (mm/s)	40.0	40.0	65.0	65.0	90.0	90.0
	h_o	$B/49.2$	$B/32.8$	$B/49.2$	$B/32.8$	$B/49.2$	$B/32.8$
α	$ \dot{\alpha} $ ($^{\circ}$ /s)	8.0	8.0	16.0	16.0	24.0	24.0
	α_o ($^{\circ}$)	2.0	3.0	2.0	3.0	2.0	3.0
DDL	Paramètre	Configuration					
		TV4A	TV4B	TV5A	TV5B		
p	$ \dot{p} $ (mm/s)	115.0	115.0	140.0	140.0		
	p_o	$B/49.2$	$B/32.8$	$B/49.2$	$B/32.8$		
h	$ \dot{h} $ (mm/s)	115.0	115.0	140.0	140.0		
	h_o	$B/49.2$	$B/32.8$	$B/49.2$	$B/32.8$		
α	$ \dot{\alpha} $ ($^{\circ}$ /s)	32.0	32.0	40.0	40.0		
	α_o ($^{\circ}$)	2.0	3.0	2.0	3.0		

TV() [] = Vitesse absolue constante (numéro de vitesse absolue) [numéro d'amplitude]

Similairement à ce qu'il a été fait pour les essais en régime forcé harmonique, une vérification de la déformation des maquettes a été réalisée avant les essais dans le cas des configurations

4.3. DÉTAILS SUR LA PRÉSENTATION DES COEFFICIENTS INSTATIONNAIRES 79

Tableau 4.2 Configurations pour les essais en régime forcé à accélération absolue constante (échelle réduite)

DDL	Paramètre	Configuration					
		TA1A	TA1B	TA2A	TA2B	TA3A	TA3B
p	$ \ddot{p} $ (mm/s ²)	400	400	1050	1050	1700	1700
	p_o	$B/52.1$	$B/40.3$	$B/52.1$	$B/40.3$	$B/52.1$	$B/40.3$
h	$ \ddot{h} $ (mm/s ²)	400	400	1050	1050	1700	1700
	h_o	$B/52.1$	$B/40.3$	$B/52.1$	$B/40.3$	$B/52.1$	$B/40.3$
α	$ \ddot{\alpha} $ (°/s ²)	150	150	500	500	850	850
	α_o (°)	1.5	2.0	1.5	2.0	1.5	2.0

DDL	Paramètre	Configuration			
		TA4A	TA4B	TA5A	TA5B
p	$ \ddot{p} $ (mm/s ²)	2350	2350	3000	3000
	p_o	$B/52.1$	$B/40.3$	$B/52.1$	$B/40.3$
h	$ \ddot{h} $ (mm/s ²)	2350	2350	3000	3000
	h_o	$B/52.1$	$B/40.3$	$B/52.1$	$B/40.3$
α	$ \ddot{\alpha} $ (°/s ²)	1200	1200	1550	1550
	α_o (°)	1.5	2.0	1.5	2.0

TA() [] = Acc. absolue constante (numéro d'acc. absolue) [numéro d'amplitude]

verticales (DDL h) des tableaux 4.1 et 4.2, car c'est pour ce DDL que les maquettes sont le plus flexibles. Il a été conclu que les déformations étaient acceptables dans le cas des essais en régime forcé à vitesse absolue constante et des essais à accélération absolue constante. Davantage d'informations sur cette vérification sont données aux annexes C.1, C.3 et C.4.

4.3 Détails sur la présentation des coefficients instationnaires

Dans le but de mieux observer l'effet de la vitesse, de l'accélération et de l'amplitude sur les coefficients instationnaires des équations 4.1–4.3, les courbes des figures des sections 4.4 et 4.6–4.8 correspondent aux courbes de tendance polynomiales des coefficients instationnaires. Les résultats bruts à partir desquels les courbes de tendance des coefficients instationnaires des essais à vitesse absolue constante et à accélération absolue constante ont été obtenues sont montrés à l'annexe F pour un écoulement peu turbulent (maquettes GB1, GB2 et GB3).

4.4 Comparaison entre les coefficients instationnaires en régime forcé harmonique et en régime forcé à vitesse absolue constante

Dans le but de valider les coefficients instationnaires obtenus à l'aide d'essais en régime forcé à vitesse absolue constante, il est intéressant de les comparer aux coefficients instationnaires mesurés avec des essais en régime forcé harmonique. Les figures 4.2–4.4 comparent donc les coefficients instationnaires sous la forme dimensionnelle de la maquette GB3 pour les essais en régime forcé harmonique à ceux des essais à vitesse absolue constante, et ce, pour un écoulement peu turbulent. Pour les deux types d'essais, les coefficients instationnaires pour des vitesses RMS ou des vitesses absolues constantes similaires sont comparés. La vitesse des configurations présentées pour les DDL horizontal et vertical est d'environ 66 mm/s tandis que celle du DDL en rotation est d'environ 22°/s. Cela correspond aux configurations avec la vitesse RMS 2 (S2) et la vitesse absolue constante 2 ou 3 (TV2 ou TV3).

Tout d'abord, aux figures 4.2–4.4, on observe que les courbes des coefficients P_i , excepté P_5 et P_6 , sont différentes, car les forces auto-excitées de traînée sont faibles, et par le fait même, difficiles à mesurer. Les tendances pour les coefficients H_i et A_i sont similaires pour les deux types d'essais. Par contre, pour les coefficients relatifs au déplacement H_6 , A_6 , H_4 et A_4 , il y a un plus grand écart, car les courbes des essais en régime forcé harmonique incluent la contribution de l'accélération (masse aérodynamique). Pour ces mêmes coefficients, on note que l'écart est faible entre les courbes des essais à vitesse absolue constante pour des amplitudes différentes, car ces courbes incluent seulement la contribution du déplacement puisque l'accélération est nulle pour ce type d'essai. Selon ces observations, il est possible de conclure que les coefficients instationnaires mesurés à l'aide d'essais en régime forcé à vitesse constante sont valides.

Il est à noter que dans le cas des maquettes GB1 et GB2, on obtient des conclusions similaires à celles de la maquette GB3 pour la comparaison entre les coefficients instationnaires mesurés en régime forcé harmonique et ceux mesurés en régime forcé à vitesse absolue constante.

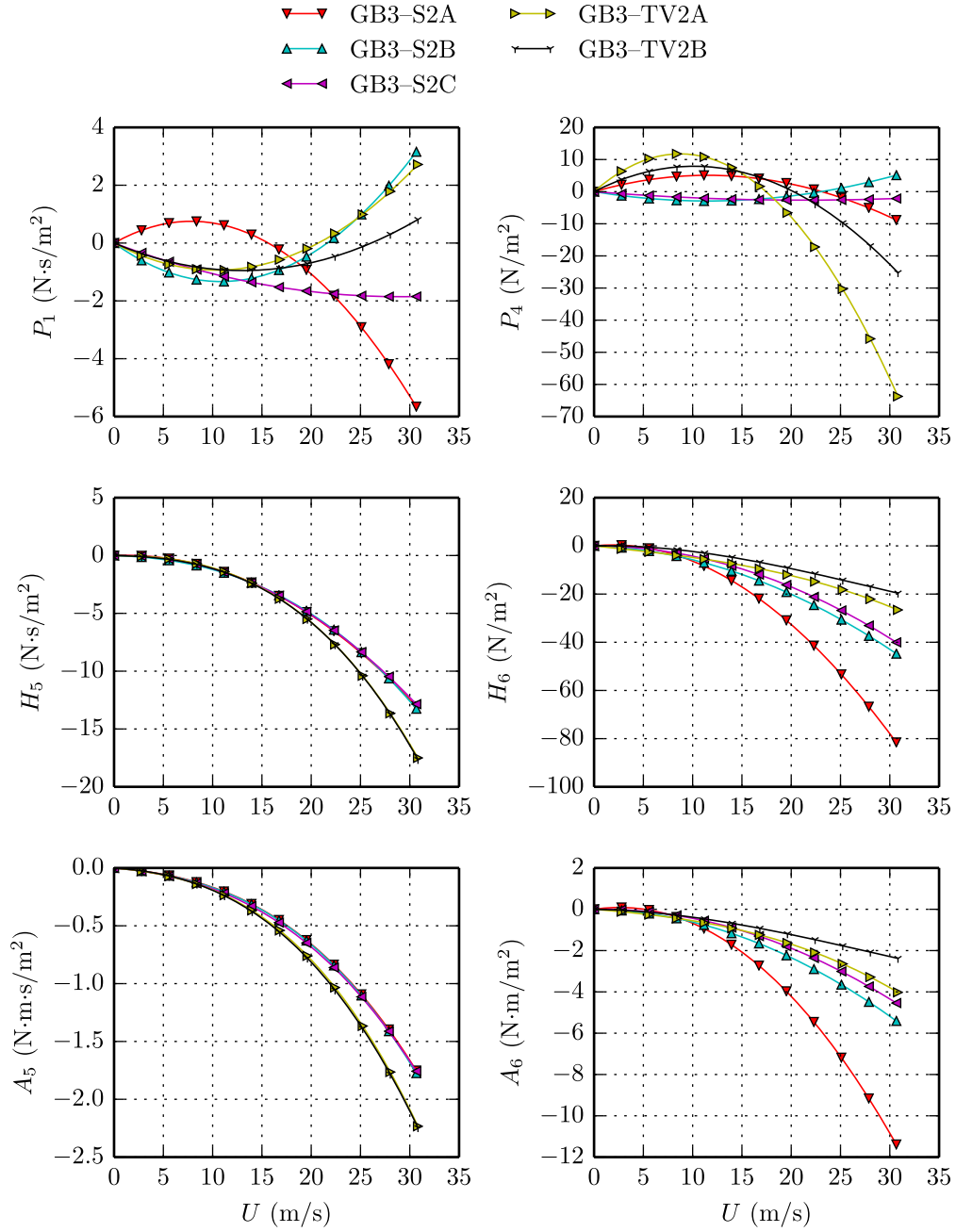


Figure 4.2 Comparaison des coefficients instationnaires sous la forme dimensionnelle de la maquette GB3 relatifs au déplacement horizontal pour un écoulement peu turbulent (régime forcé harmonique vs régime forcé à vitesse absolue constante)

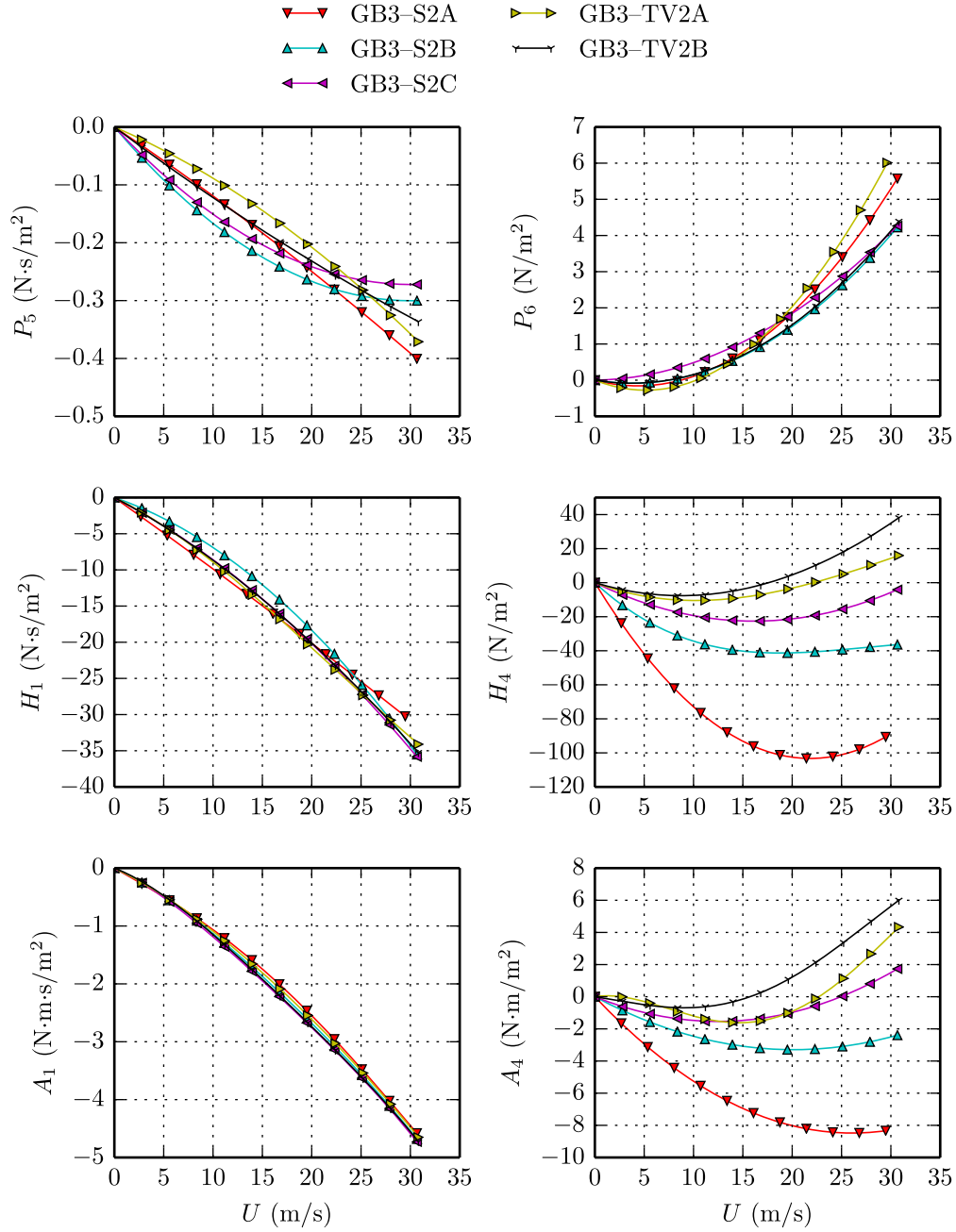


Figure 4.3 Comparaison des coefficients instationnaires sous la forme dimensionnelle de la maquette GB3 relatifs au déplacement vertical pour un écoulement peu turbulent (régime forcé harmonique vs régime forcé à vitesse absolue constante)

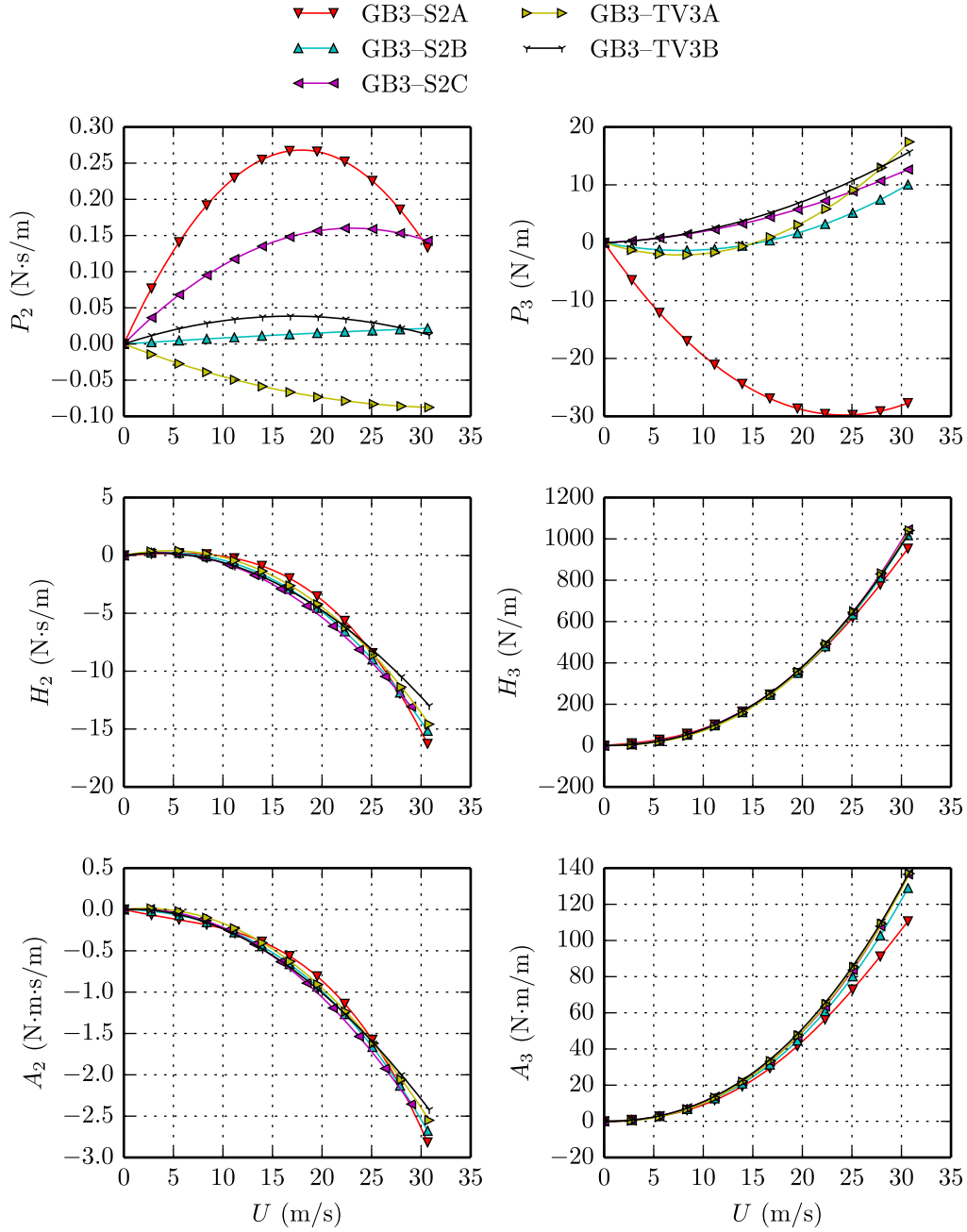


Figure 4.4 Comparaison des coefficients instationnaires sous la forme dimensionnelle de la maquette GB3 relatifs à la rotation pour un écoulement peu turbulent (régime forcé harmonique vs régime forcé à vitesse absolue constante)

4.5 Modèle des forces auto-excitées basé sur les coefficients instationnaires temporels

Afin de faire le calcul des forces auto-excitées à l'aide de l'approche expérimentale présentée à la section 4.2 pour un pont à échelle réelle, les coefficients instationnaires des équations 4.1–4.3 doivent être adimensionnalisés. Les observations faites à la section 3.9.4 montrant que l'adimensionnalisation utilisée pour les coefficients instationnaires par Scanlan et Tomko [1971] est valide pour la dimension du tablier indiquent qu'une approche similaire pourrait être utilisée pour les coefficients des équations 4.1–4.3. Cette approche consiste à adimensionnaliser la vitesse du vent ainsi que les coefficients instationnaires qui sont fonction de la vitesse du vent. Au lieu d'utiliser la fréquence du mouvement pour l'adimensionnalisation, c'est la vitesse et l'accélération du tablier qui sont utilisées afin de définir un modèle temporel des forces auto-excitées. Dans le but de créer des groupes adimensionnels pour la vitesse du vent ainsi que pour les 27 coefficients instationnaires, une analyse dimensionnelle selon la méthode pas-à-pas de Ipsen [1960] a été utilisée. Plus de détails sont donnés sur l'adimensionnalisation à l'annexe G.

Alors, en utilisant une notation similaire à celle de Scanlan et Tomko [1971], la forme adimensionnelle des équations 4.1–4.3 est présentée sous la forme matricielle aux équations 4.4–4.8 à l'aide d'une matrice de masse aérodynamique, d'une matrice d'amortissement aérodynamique et d'une matrice de rigidité aérodynamique. Dans le but de différencier la notation utilisée ci-dessous de celle de Scanlan, la lettre t a été ajoutée comme exposant des différentes variables afin de rappeler que c'est un modèle temporel des forces auto-excitées.

$$\mathbf{p}_{se} = \mathbf{M}_{se}\ddot{\mathbf{u}} + \mathbf{C}_{se}\dot{\mathbf{u}} + \mathbf{K}_{se}\mathbf{u} \quad (4.4)$$

$$\mathbf{p}_{se} = \begin{bmatrix} D_{se}(t) & L_{se}(t) & M_{se}(t) \end{bmatrix}^T \quad \mathbf{u} = \begin{bmatrix} p(t) & h(t) & \alpha(t) \end{bmatrix}^T \quad (4.5)$$

$$\mathbf{M}_{se} = \frac{1}{2}\rho U^2(2b) \begin{bmatrix} \frac{b}{U^2} P_7^{t*}(U_{R\dot{p}}^t) & \frac{b}{U^2} P_9^{t*}(U_{R\ddot{h}}^t) & \frac{b^2}{U^2} P_8^{t*}(U_{R\ddot{\alpha}}^t) \\ \frac{b}{U^2} H_9^{t*}(U_{R\dot{p}}^t) & \frac{b}{U^2} H_7^{t*}(U_{R\dot{h}}^t) & \frac{b^2}{U^2} H_8^{t*}(U_{R\ddot{\alpha}}^t) \\ \frac{b^2}{U^2} A_9^{t*}(U_{R\dot{p}}^t) & \frac{b^2}{U^2} A_7^{t*}(U_{R\dot{h}}^t) & \frac{b^3}{U^2} A_8^{t*}(U_{R\ddot{\alpha}}^t) \end{bmatrix} \quad (4.6)$$

$$\mathbf{C}_{se} = \frac{1}{2}\rho U^2(2b) \begin{bmatrix} \frac{k_p^t}{U} P_1^{t*}(U_{R\dot{p}}^t) & \frac{k_h^t}{U} P_5^{t*}(U_{R\dot{h}}^t) & \frac{k_\alpha^t b}{U} P_2^{t*}(U_{R\dot{\alpha}}^t) \\ \frac{k_p^t}{U} H_5^{t*}(U_{R\dot{p}}^t) & \frac{k_h^t}{U} H_1^{t*}(U_{R\dot{h}}^t) & \frac{k_\alpha^t b}{U} H_2^{t*}(U_{R\dot{\alpha}}^t) \\ \frac{k_p^t b}{U} A_5^{t*}(U_{R\dot{p}}^t) & \frac{k_h^t b}{U} A_1^{t*}(U_{R\dot{h}}^t) & \frac{k_\alpha^t b^2}{U} A_2^{t*}(U_{R\dot{\alpha}}^t) \end{bmatrix} \quad (4.7)$$

$$\mathbf{K}_{se} = \frac{1}{2}\rho U^2(2b) \begin{bmatrix} \frac{(k_p^t)^2}{b} P_4^{t*}(U_{R\dot{p}}^t) & \frac{(k_h^t)^2}{b} P_6^{t*}(U_{Rh}^t) & (k_\alpha^t)^2 P_3^{t*}(U_{R\dot{\alpha}}^t) \\ \frac{(k_p^t)^2}{b} H_6^{t*}(U_{R\dot{p}}^t) & \frac{(k_h^t)^2}{b} H_4^{t*}(U_{Rh}^t) & (k_\alpha^t)^2 H_3^{t*}(U_{R\dot{\alpha}}^t) \\ (k_p^t)^2 A_6^{t*}(U_{R\dot{p}}^t) & (k_h^t)^2 A_4^{t*}(U_{Rh}^t) & (k_\alpha^t)^2 b A_3^{t*}(U_{R\dot{\alpha}}^t) \end{bmatrix} \quad (4.8)$$

$$k_p^t = \frac{|\dot{p}|}{U} \quad k_h^t = \frac{|\dot{h}|}{U} \quad k_\alpha^t = \frac{|\dot{\alpha}|b}{U} \quad (4.9)$$

$$U_{R\dot{p}}^t = \frac{U}{|\dot{p}|} \quad U_{Rh}^t = \frac{U}{|\dot{h}|} \quad U_{R\dot{\alpha}}^t = \frac{U}{|\dot{\alpha}|B} \quad (4.10)$$

$$U_{R\ddot{p}}^t = \frac{U}{(|\ddot{p}|B)^{1/2}} \quad U_{R\ddot{h}}^t = \frac{U}{(|\ddot{h}|B)^{1/2}} \quad U_{R\ddot{\alpha}}^t = \frac{U}{|\ddot{\alpha}|^{1/2}B} \quad (4.11)$$

où \mathbf{p}_{se} est le vecteur des forces auto-excitées ; \mathbf{u} est le vecteur des déplacements ; \mathbf{M}_{se} , \mathbf{C}_{se} et \mathbf{K}_{se} sont respectivement la matrice de masse aérodynamique, la matrice d'amortissement aérodynamique et la matrice de rigidité aérodynamique ; ρ est la masse volumique de l'air ; U est la vitesse moyenne du vent ; b est la moitié de la largeur du tablier B ; k_x^t ($x = p, h, \alpha$) est la vitesse réduite temporelle du tablier ; P_i^{t*} , H_i^{t*} et A_i^{t*} ($i = 1, \dots, 9$) sont les coefficients instationnaires temporels qui sont fonction des vitesses réduites temporelles du vent $U_{R\dot{x}}^t$ et $U_{R\ddot{x}}^t$ ($x = p, h, \alpha$).

Puisque les coefficients instationnaires temporels P_i^{t*} , H_i^{t*} et A_i^{t*} ($i = 1, \dots, 6$) sont obtenus à partir d'essais en régime forcé à vitesse absolue constante, ces coefficients sont donc fonction des vitesses réduites temporelles du vent $U_{R\dot{x}}^t$ qui sont relatives à la vitesse absolue du tablier (équation 4.10). Quant aux coefficients instationnaires temporels P_i^{t*} , H_i^{t*} et A_i^{t*} ($i = 7, 8, 9$) mesurés avec des essais en régime forcé à accélération absolue constante, ils sont fonction des vitesses réduites temporelles du vent $U_{R\ddot{x}}^t$ qui sont relatives à l'accélération absolue du tablier (équation 4.11). Aussi, il est intéressant de rappeler que ce modèle permet la prise en compte de la masse aérodynamique séparément en comparaison au modèle de Scanlan où celle-ci ne peut être isolée de la rigidité aérodynamique. Il faut rappeler que cette formulation des forces auto-excitées doit être utilisée dans le domaine temporel, car les coefficients instationnaires temporels sont fonction de la vitesse et de l'accélération du tablier.

4.6 Effet de l'échelle sur les coefficients instationnaires temporels

Afin de valider l'adimensionnalisation des coefficients instationnaires temporels présentée aux équations 4.4–4.8 par rapport à la dimension du tablier, les coefficients instationnaires temporels pour les trois maquettes pour une même vitesse absolue ou une même accélération absolue sont comparés. L'effet de l'amplitude du mouvement peut aussi être analysé, car 2 amplitudes à échelle réelle ont été testées pour chaque maquette. Les figures 4.5–4.7 et les figures 4.8–4.10 présentent respectivement les coefficients instationnaires temporels sous la forme dimensionnelle et les coefficients instationnaires temporels sous la forme adimensionnelle pour les maquettes GB1, GB2 et GB3. Ce sont les coefficients mesurés pour un écoulement peu turbulent dans le cas de la vitesse absolue 2, de l'accélération absolue 2 ainsi que des amplitudes A et B qui sont montrés (configurations TV2A, TV2B, TA2A et TA2B).

En comparant les courbes des coefficients sous la forme dimensionnelle (figures 4.5–4.7) à ceux sous la forme adimensionnelle (figures 4.8–4.10), on note que l'adimensionnalisation utilisée pour les coefficients permet d'obtenir une même courbe pour des coefficients mesurés avec des maquettes d'échelle différente. Effectivement, aux figures 4.8–4.10, on note que les coefficients instationnaires temporels relatifs au déplacement et à la vitesse pour la force de portance et le moment (H_5^{t*} , H_6^{t*} , A_5^{t*} , A_6^{t*} , H_1^{t*} , H_4^{t*} , A_1^{t*} , A_4^{t*} , H_2^{t*} , H_3^{t*} , A_2^{t*} et A_3^{t*}) sont similaires pour les différentes maquettes. Dans le cas des coefficients P_i^{t*} et les coefficients relatifs à l'accélération, il y a des écarts assez importants entre les différentes courbes. Cela pourrait s'expliquer par le fait que la contribution de ces coefficients instationnaires temporels aux forces auto-excitées est faible rendant difficile une identification précise de ces coefficients. Par contre, on observe que les courbes pour le coefficient A_7^{t*} , relatif à l'accélération verticale, sont semblables. Selon ces observations, il est possible d'affirmer que l'adimensionnalisation des coefficients instationnaires temporels présentée à la section 4.5 est satisfaisante par rapport à la dimension du tablier.

Il est à noter que des observations similaires à celles du paragraphe précédent ont été faites dans le cas des autres vitesses absolues et des autres accélérations absolues.

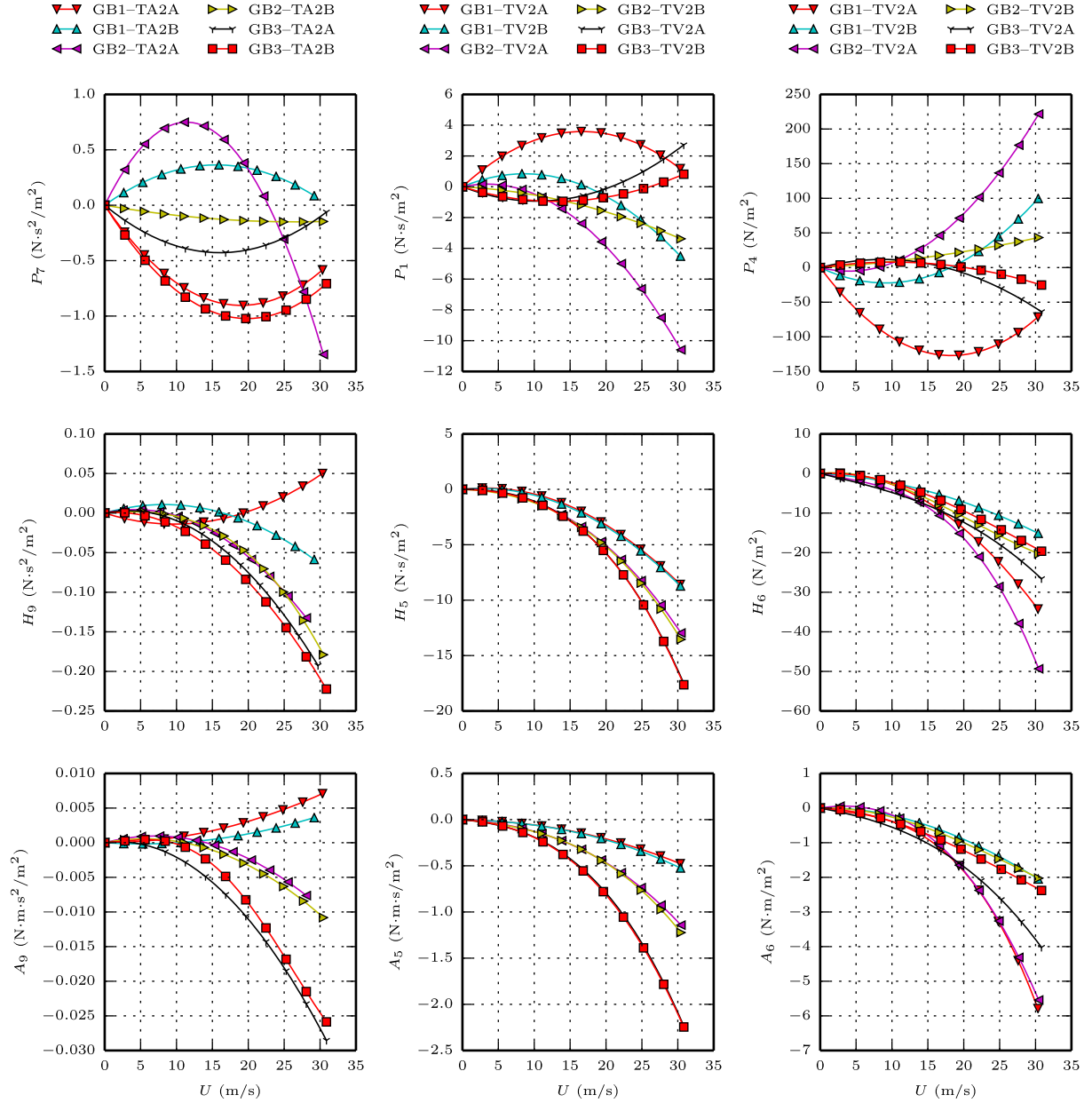


Figure 4.5 Effet de l'échelle sur les coefficients instationnaires temporels sous la forme dimensionnelle relatifs au déplacement horizontal pour un écoulement peu turbulent (régime forcé)

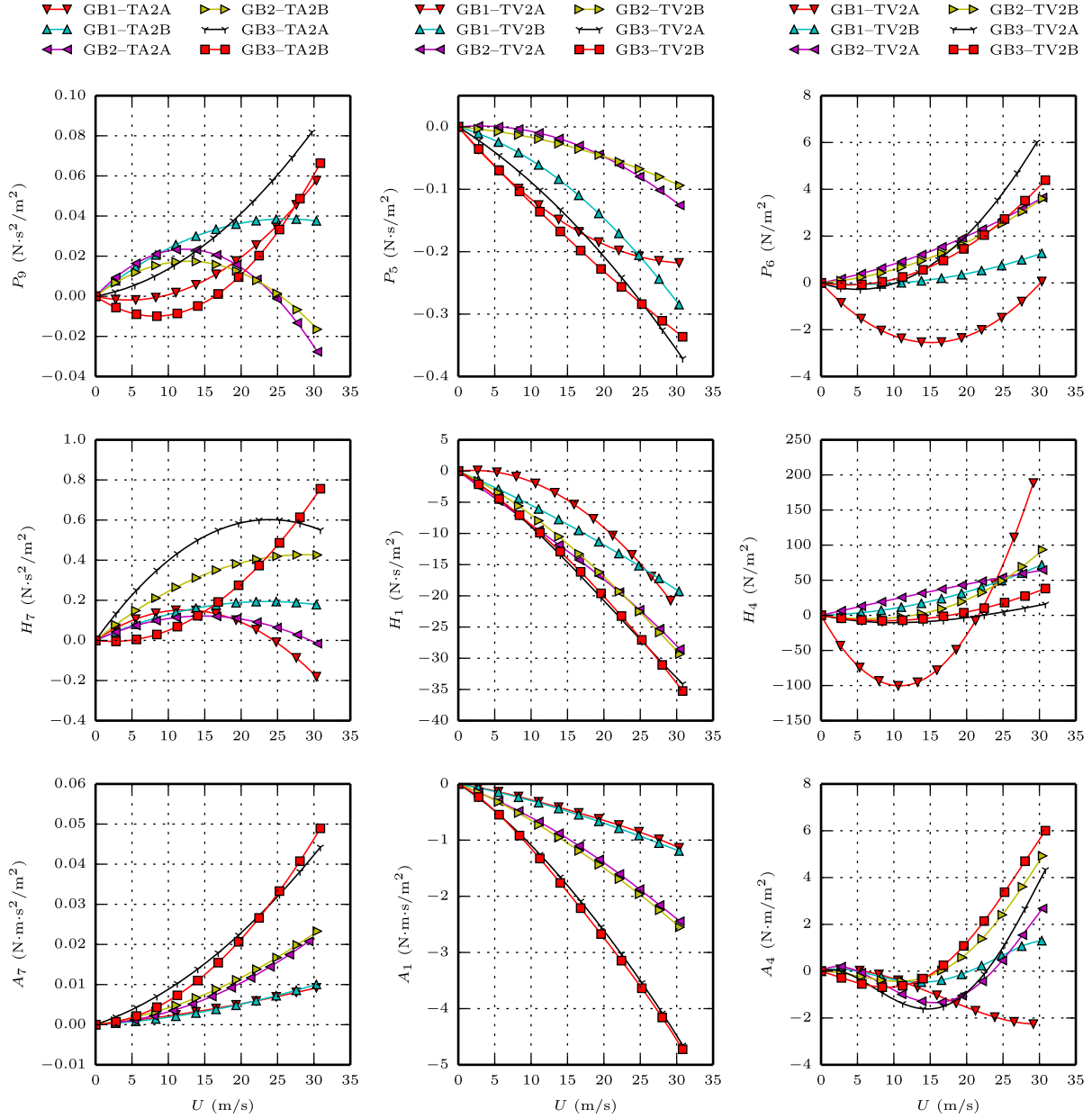


Figure 4.6 Effet de l'échelle sur les coefficients instationnaires temporels sous la forme dimensionnelle relatifs au déplacement vertical pour un écoulement peu turbulent (régime forcé)

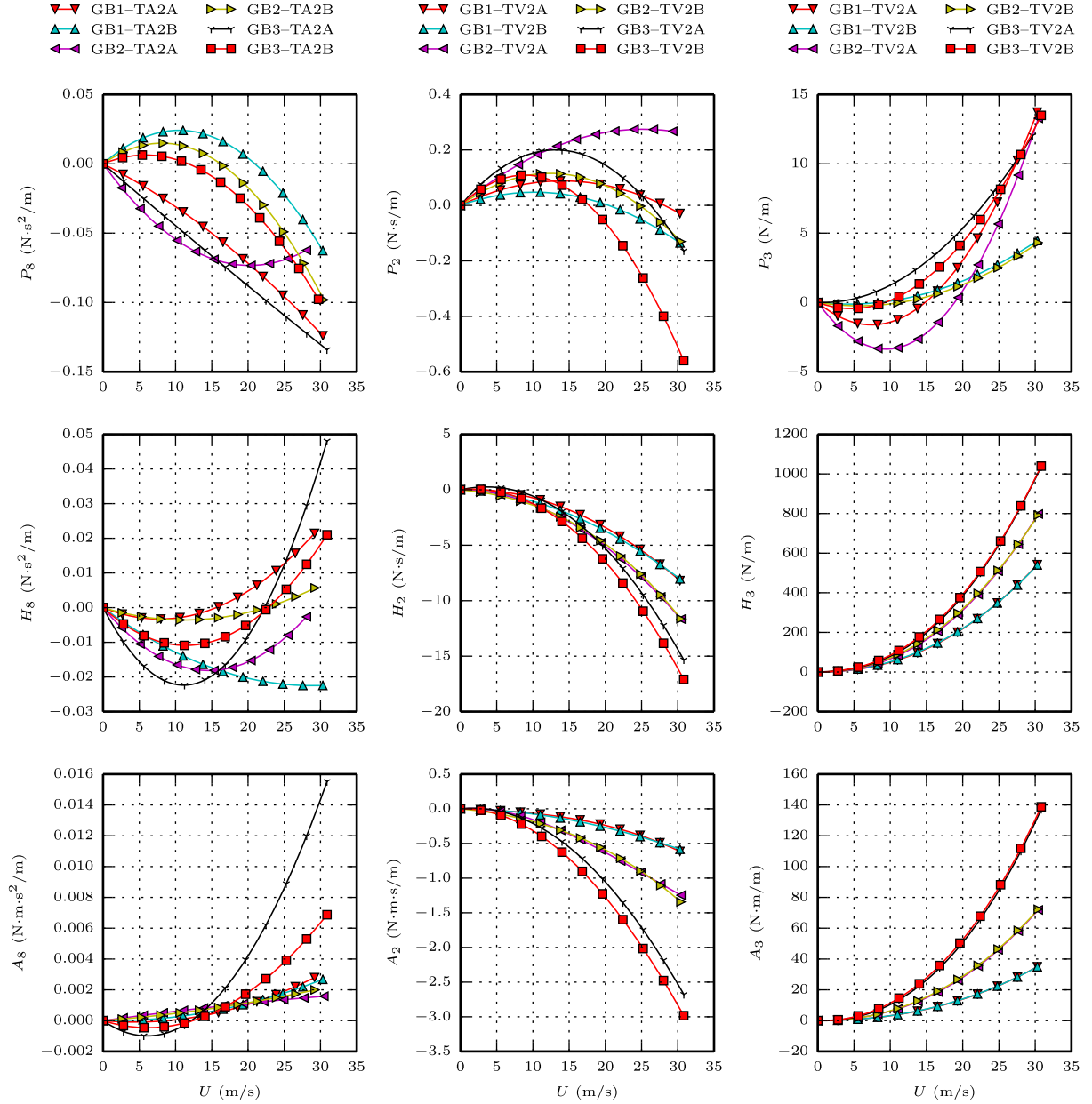


Figure 4.7 Effet de l'échelle sur les coefficients instationnaires temporels sous la forme dimensionnelle relatifs à la rotation pour un écoulement peu turbulent (régime forcé)

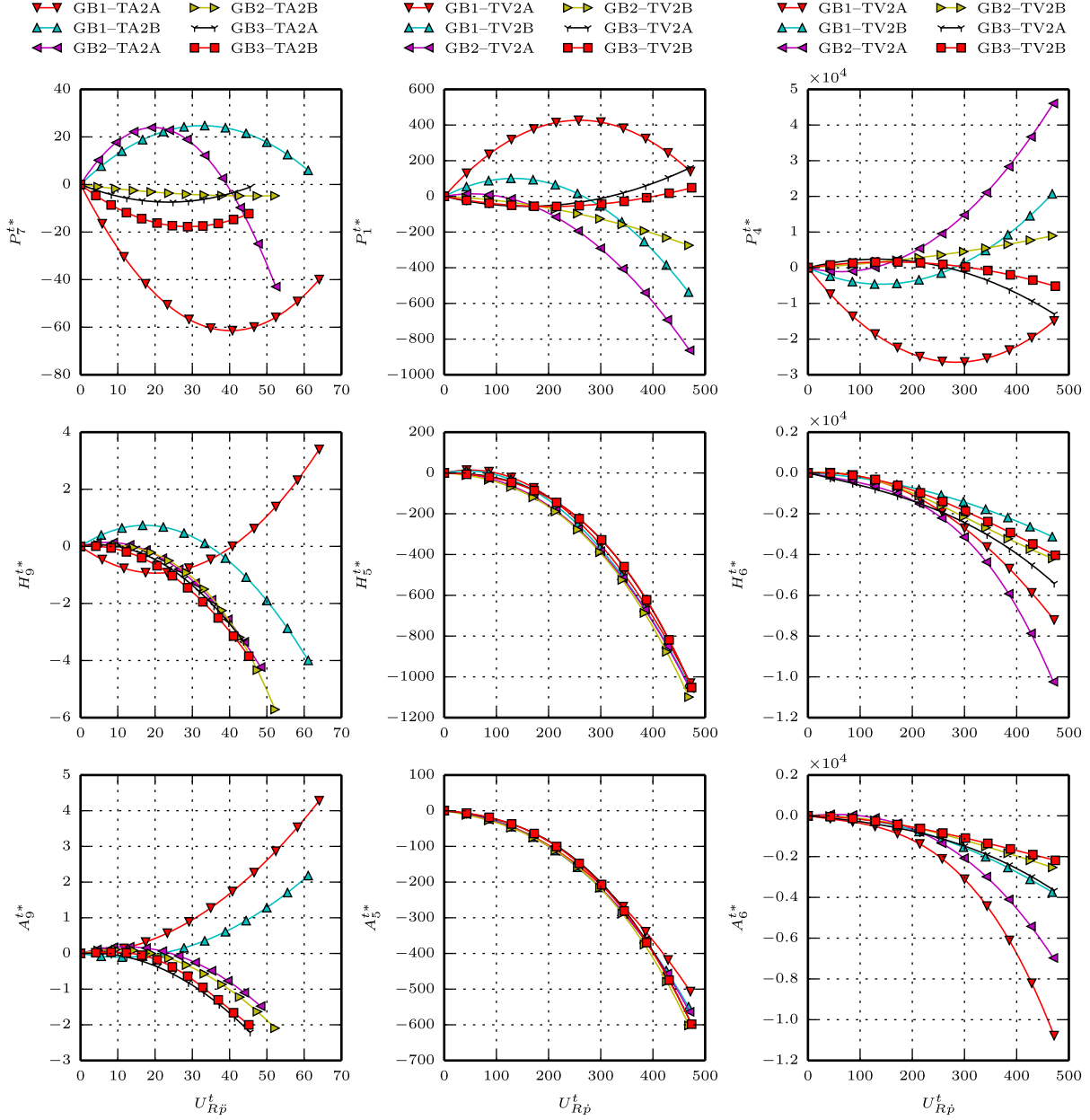


Figure 4.8 Effet de l'échelle sur les coefficients instationnaires temporels relatifs au déplacement horizontal pour un écoulement peu turbulent (régime forcé)

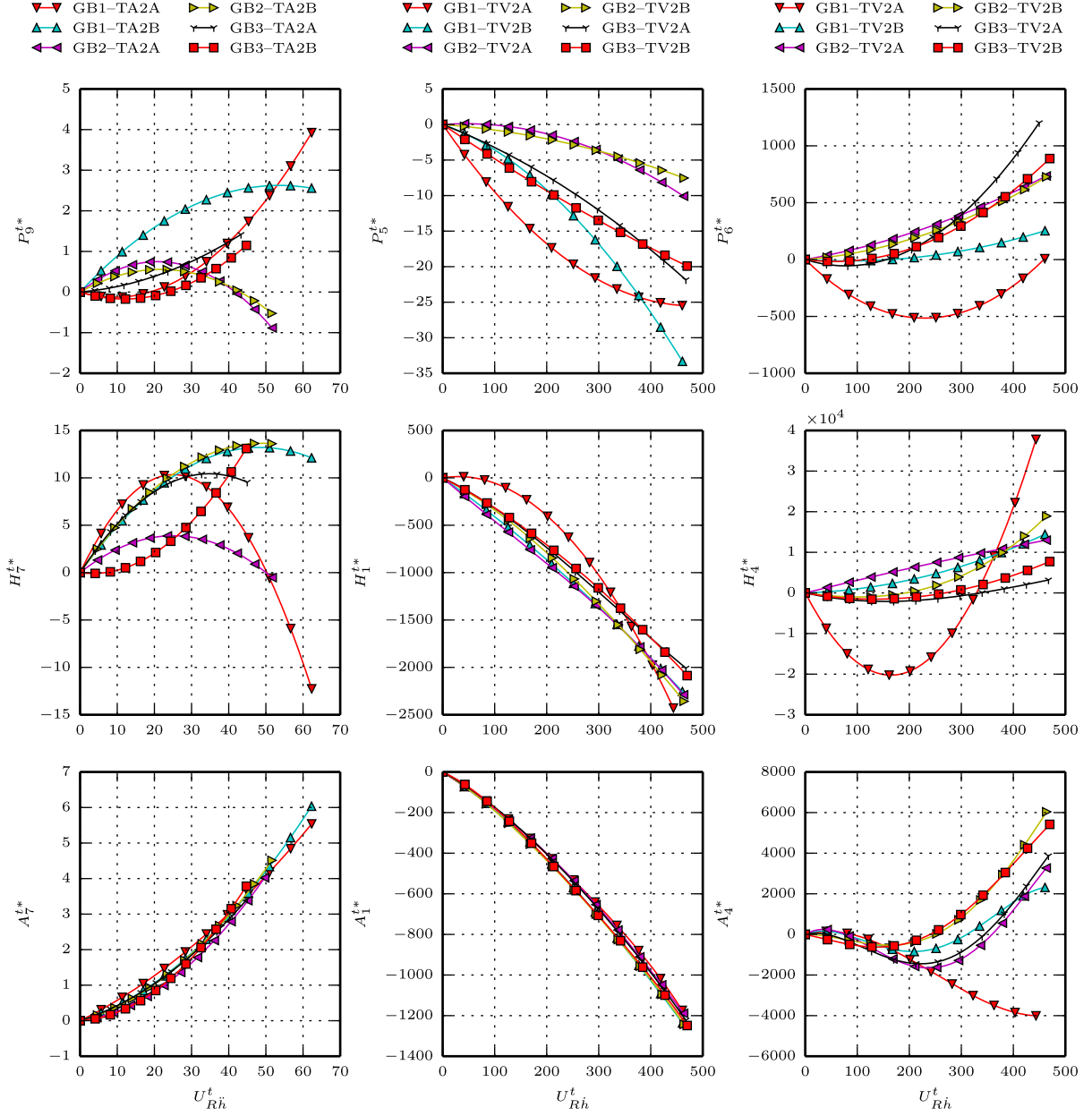


Figure 4.9 Effet de l'échelle sur les coefficients instationnaires temporels relatifs au déplacement vertical pour un écoulement peu turbulent (régime forcé)

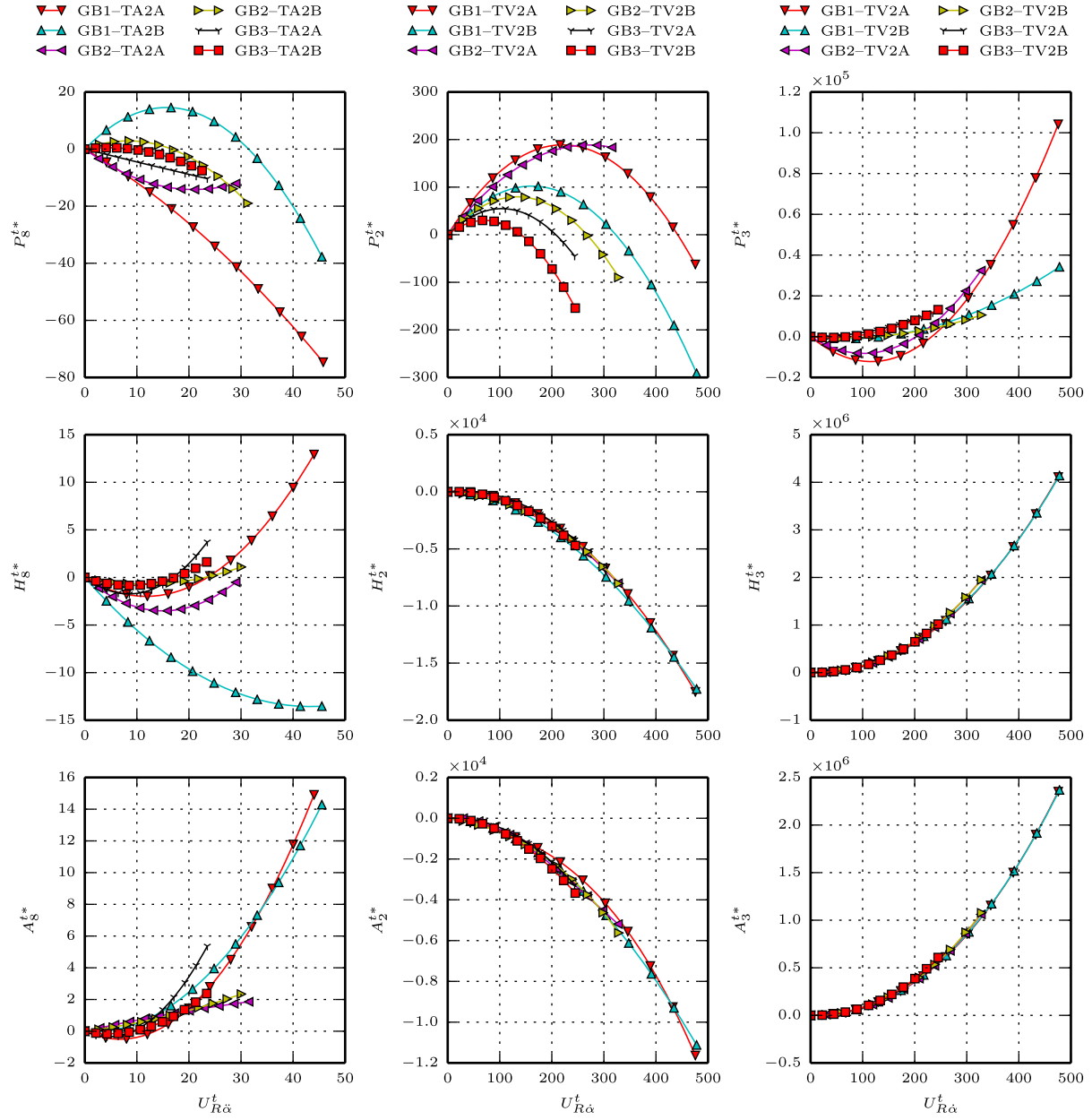


Figure 4.10 Effet de l'échelle sur les coefficients instationnaires temporels relatifs à la rotation pour un écoulement peu turbulent (régime forcé)

4.7 Effet de la vitesse et de l'accélération sur les coefficients instationnaires temporels

Dans le but de faciliter l'analyse de l'effet de la vitesse et de l'accélération du tablier sur les coefficients instationnaires temporels, ceux-ci sont d'abord étudiés sous leur forme dimensionnelle. Les figures 4.11–4.13 présentent les coefficients instationnaires temporels sous la forme dimensionnelle de la maquette GB3 pour les configurations des tableaux 4.1 et 4.2 dans le cas d'un écoulement peu turbulent.

D'abord, aux figures 4.11–4.13, on observe que pour une même vitesse absolue, mais des amplitudes différentes, les mêmes courbes sont obtenues pour les coefficients H_5 , A_5 , H_2 et A_2 . En effet, comme il est présenté à la figure 4.14 pour différentes vitesses, mais pour une même amplitude, les coefficients H_5 et A_2 montrent un effet non linéaire par rapport à la vitesse. Il faut aussi noter que l'amplitude n'a pas d'effet sur les coefficients H_5 et A_5 , mais elle a un léger effet sur les coefficients H_2 et A_2 . Ces deux faits par rapport à l'amplitude sont montrés à la figure 4.15 dans le cas de H_5 et A_2 . Ces observations confirment que les non-linéarités observées pour les coefficients H_5^* , A_5^* , H_2^* et A_2^* pour les essais en régime forcé harmonique aux figures 3.19–3.21 de la section 3.9.5 sont causées par l'effet de la vitesse. De plus, aux figures 4.11–4.13, certains coefficients relatifs à l'accélération démontrent une dépendance pour l'accélération dont H_9 , A_9 et A_7 . Ces observations justifient le choix fait à la section 4.5 quant à l'utilisation de la vitesse et de l'accélération pour l'adimensionnalisation des coefficients instationnaires temporels.

Ensuite, l'adimensionnalisation des coefficients instationnaires temporels par rapport à la vitesse du vent, à la vitesse du tablier et à l'accélération du tablier est vérifiée en comparant les coefficients instationnaires temporels de la maquette GB3 pour les différentes configurations des essais à vitesse absolue constante et à accélération absolue constante. Les figures 4.16–4.18 montrent les coefficients instationnaires temporels de la maquette GB3 pour les configurations des tableaux 4.1 et 4.2 dans le cas d'un écoulement peu turbulent.

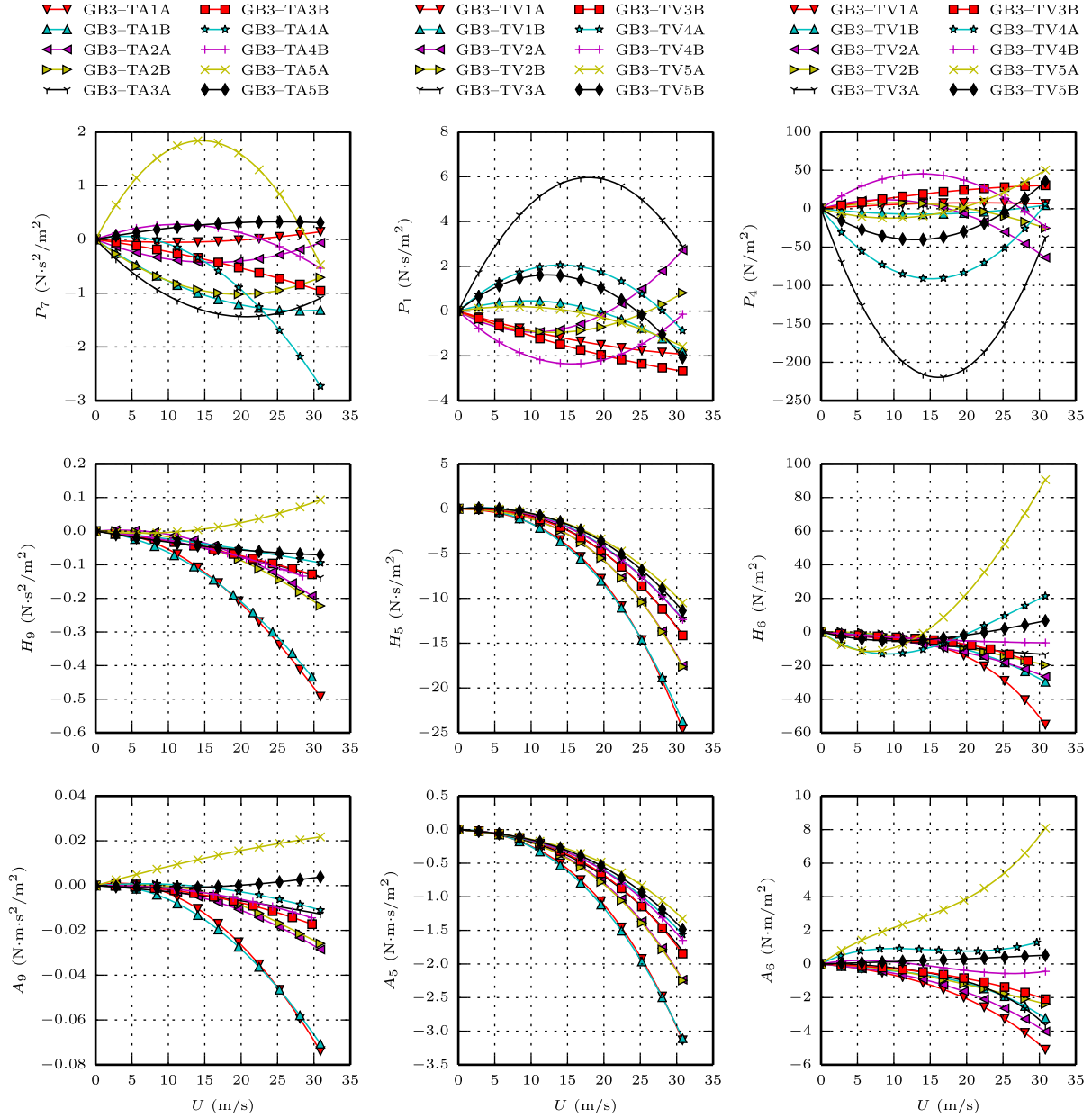


Figure 4.11 Effet de la vitesse et de l'accélération sur les coefficients instationnaires temporels sous la forme dimensionnelle de la maquette GB3 relatifs au déplacement horizontal pour un écoulement peu turbulent (régime forcé)

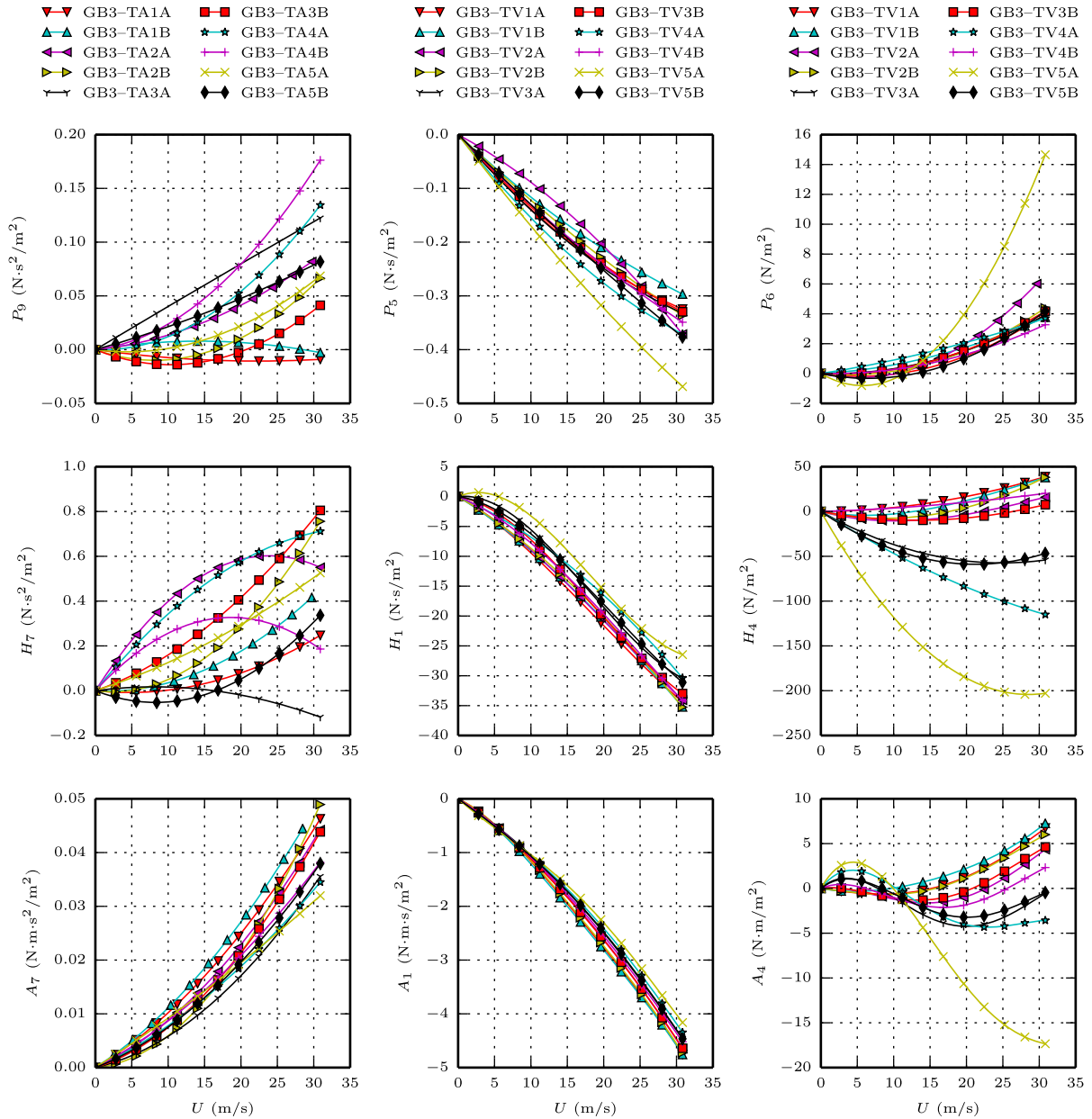


Figure 4.12 Effet de la vitesse et de l'accélération sur les coefficients instationnaires temporels sous la forme dimensionnelle de la maquette GB3 relatifs au déplacement vertical pour un écoulement peu turbulent (régime forcé)

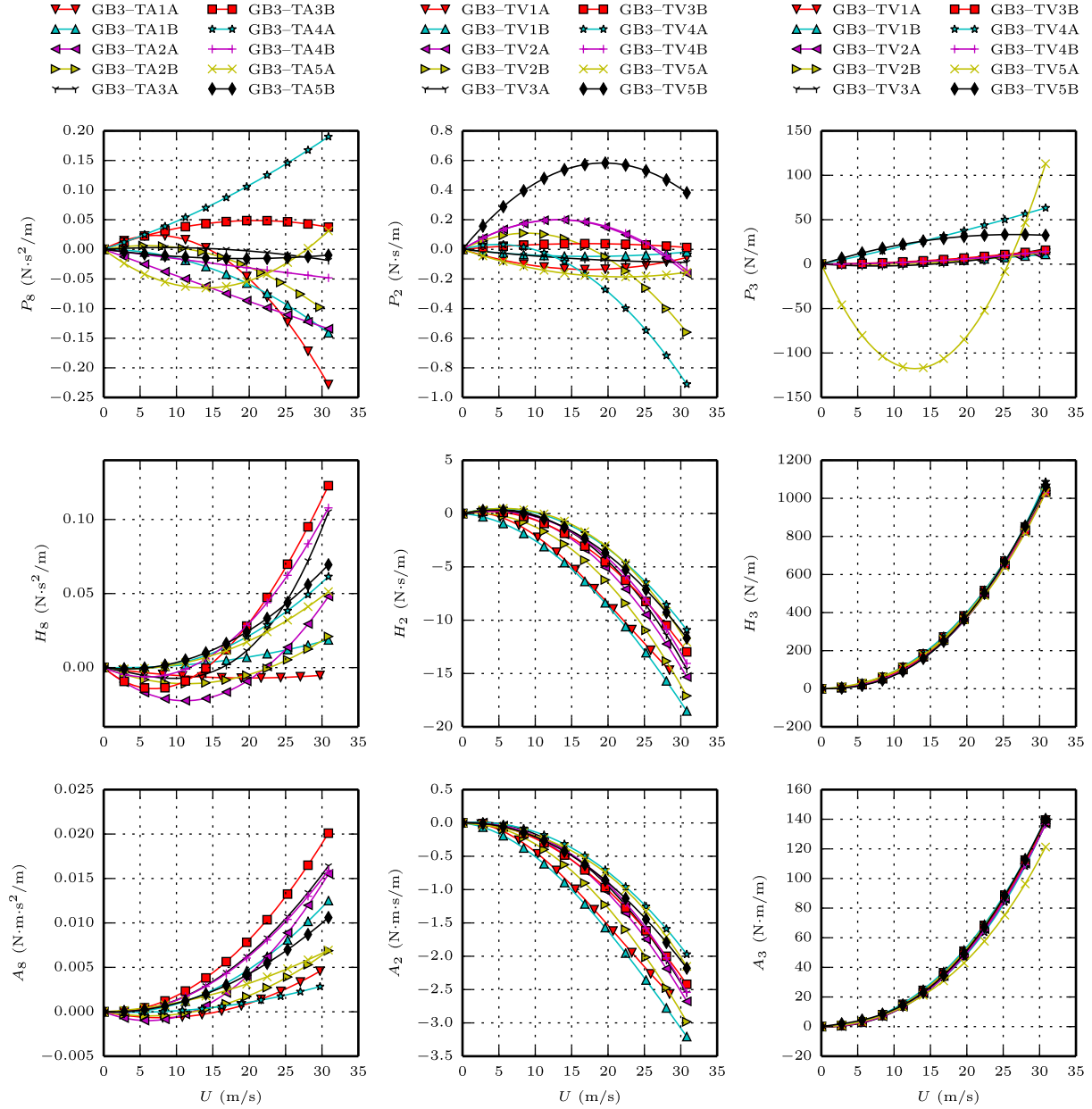


Figure 4.13 Effet de la vitesse et de l'accélération sur les coefficients instationnaires temporels sous la forme dimensionnelle de la maquette GB3 relatifs à la rotation pour un écoulement peu turbulent (régime forcé)

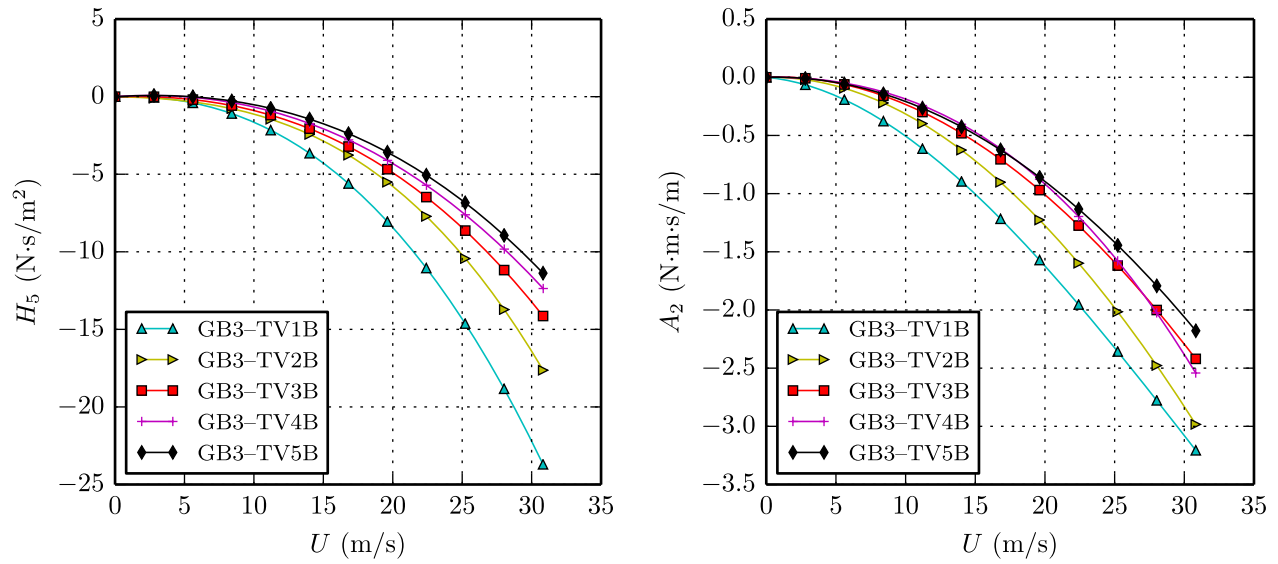


Figure 4.14 Effet de la vitesse RMS sur les coefficients instationnaires temporels H_5 et A_2 de la maquette GB3 pour un écoulement peu turbulent (régime forcé)

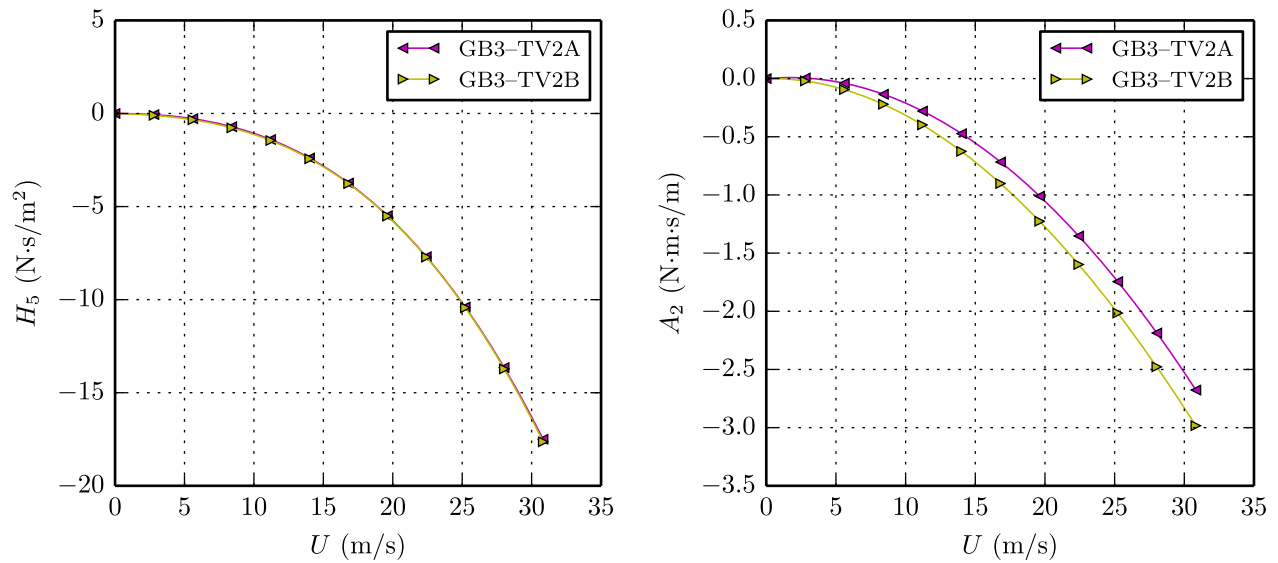


Figure 4.15 Effet de l'amplitude sur les coefficients instationnaires temporels H_5 et A_2 de la maquette GB3 pour un écoulement peu turbulent (régime forcé)

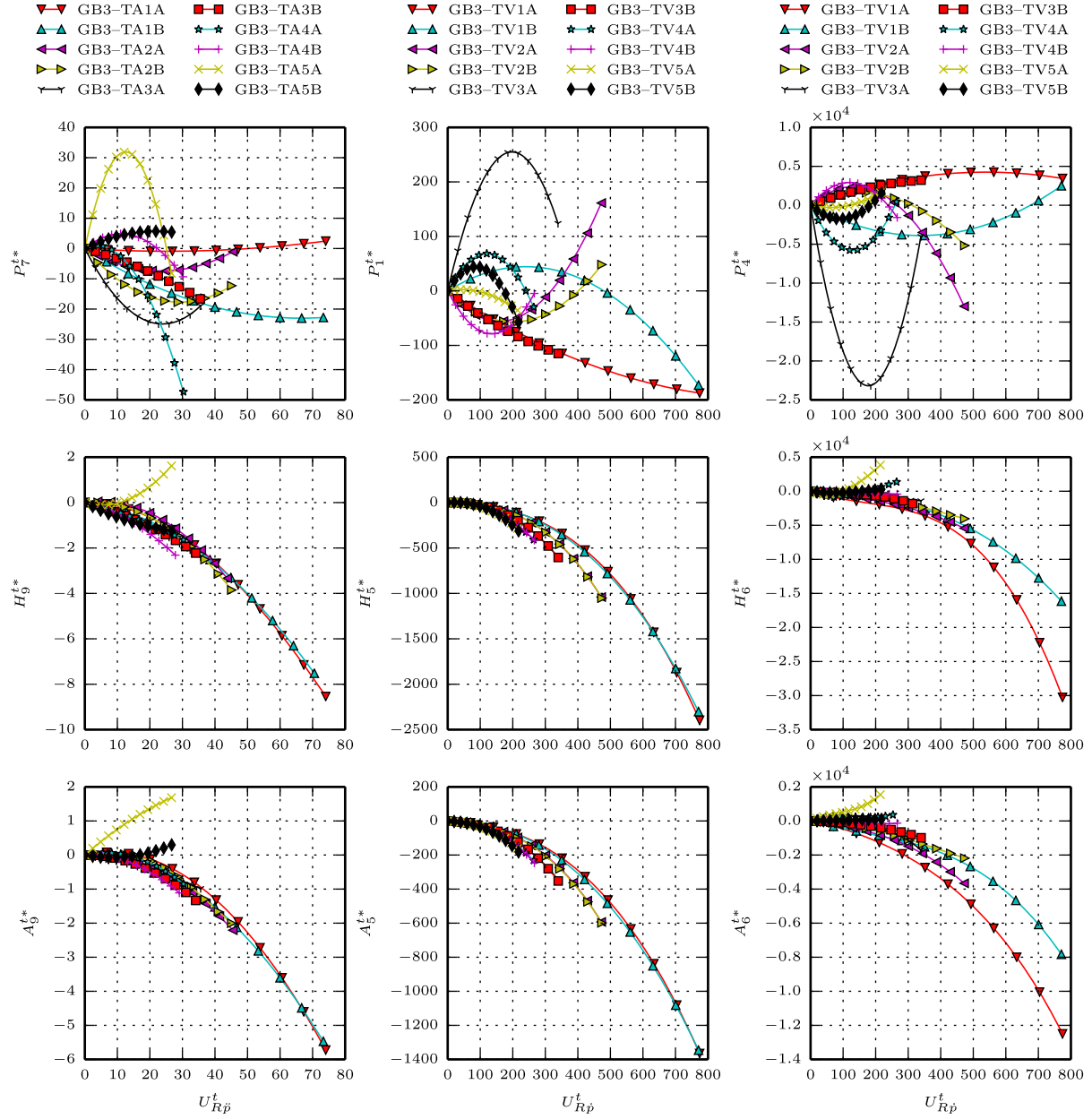


Figure 4.16 Effet de la vitesse et de l'accélération sur les coefficients instationnaires temporels de la maquette GB3 relatifs au déplacement horizontal pour un écoulement peu turbulent (régime forcé)

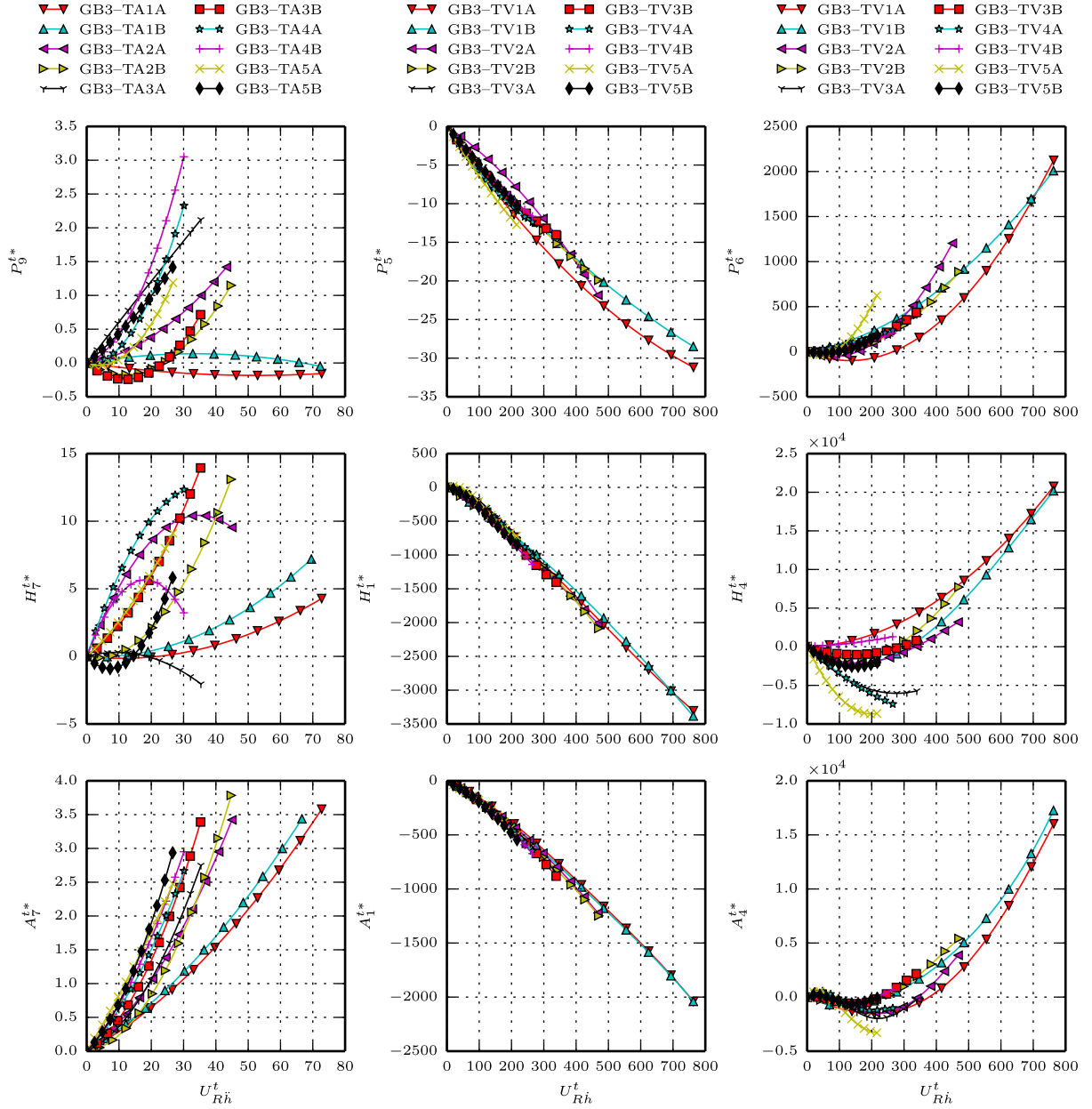


Figure 4.17 Effet de la vitesse et de l'accélération sur les coefficients instationnaires temporels de la maquette GB3 relatifs au déplacement vertical pour un écoulement peu turbulent (régime forcé)

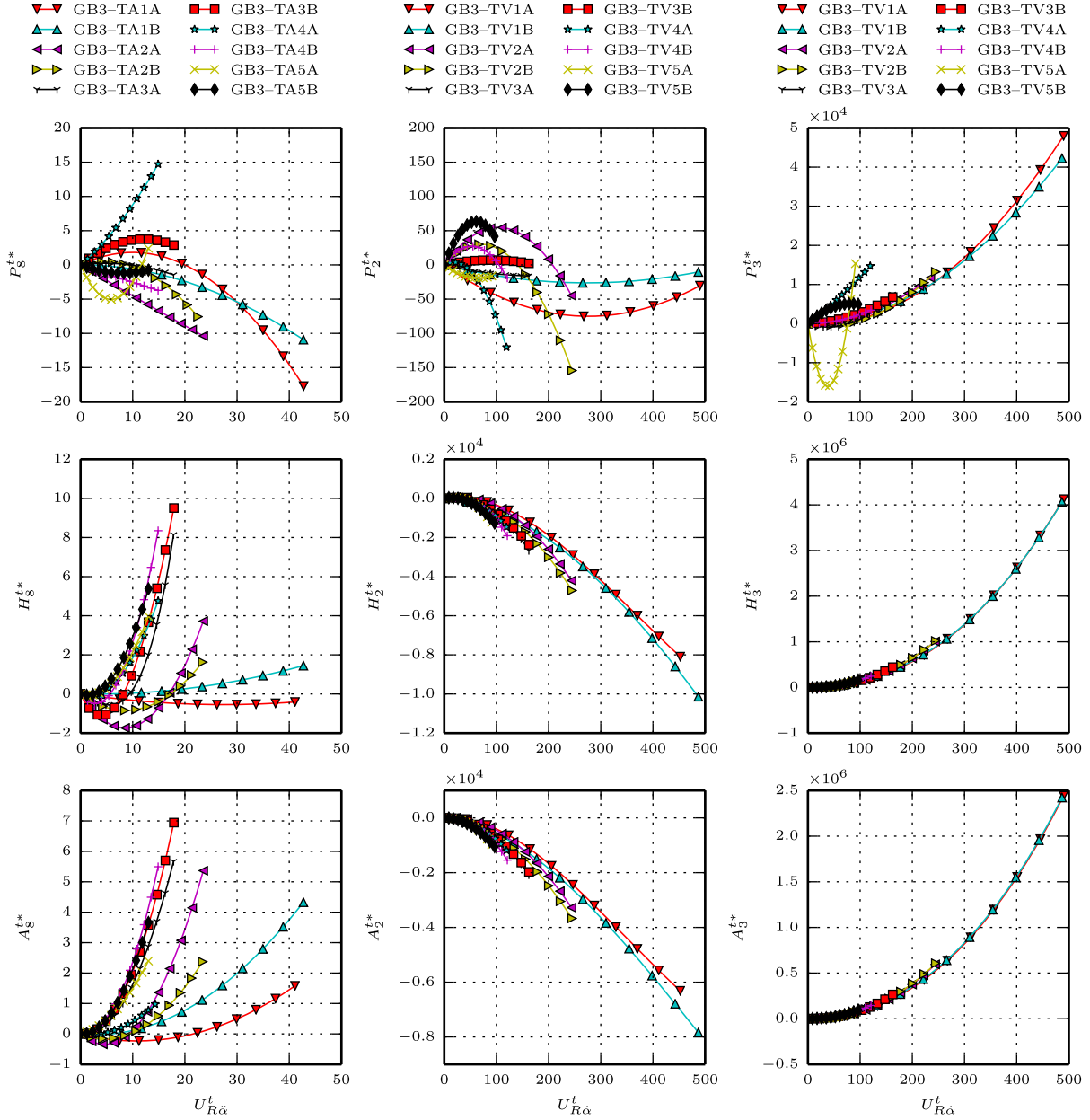


Figure 4.18 Effet de la vitesse et de l'accélération sur les coefficients instationnaires temporels de la maquette GB3 relatifs à la rotation pour un écoulement peu turbulent (régime forcé)

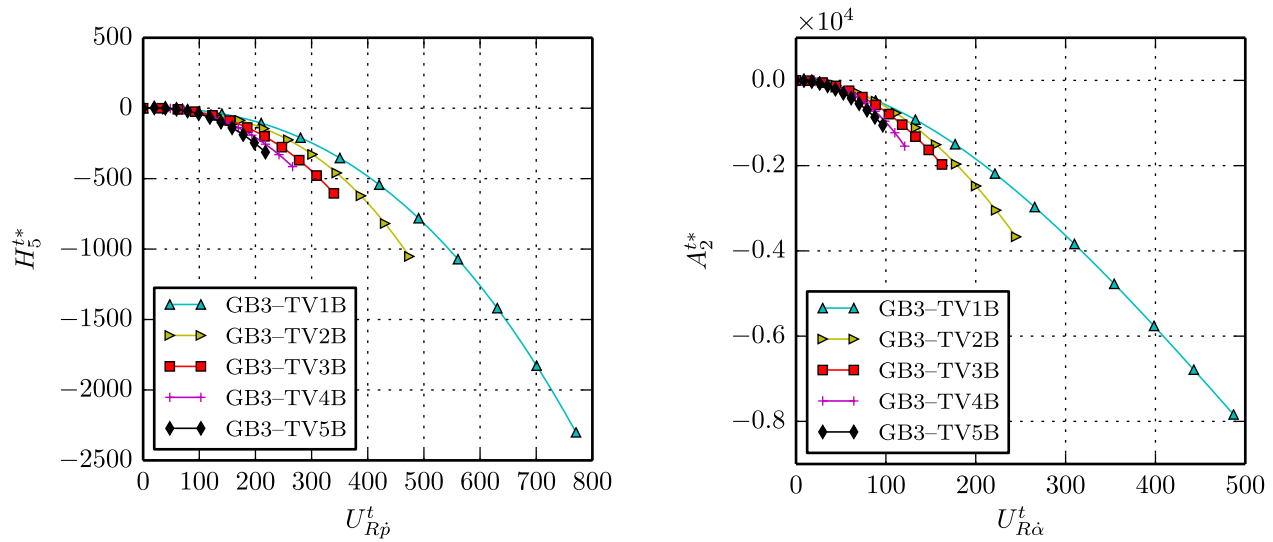


Figure 4.19 Effet de la vitesse RMS sur les coefficients instationnaires temporels H_5^{t*} et A_2^{t*} de la maquette GB3 pour un écoulement peu turbulent (régime forcé)

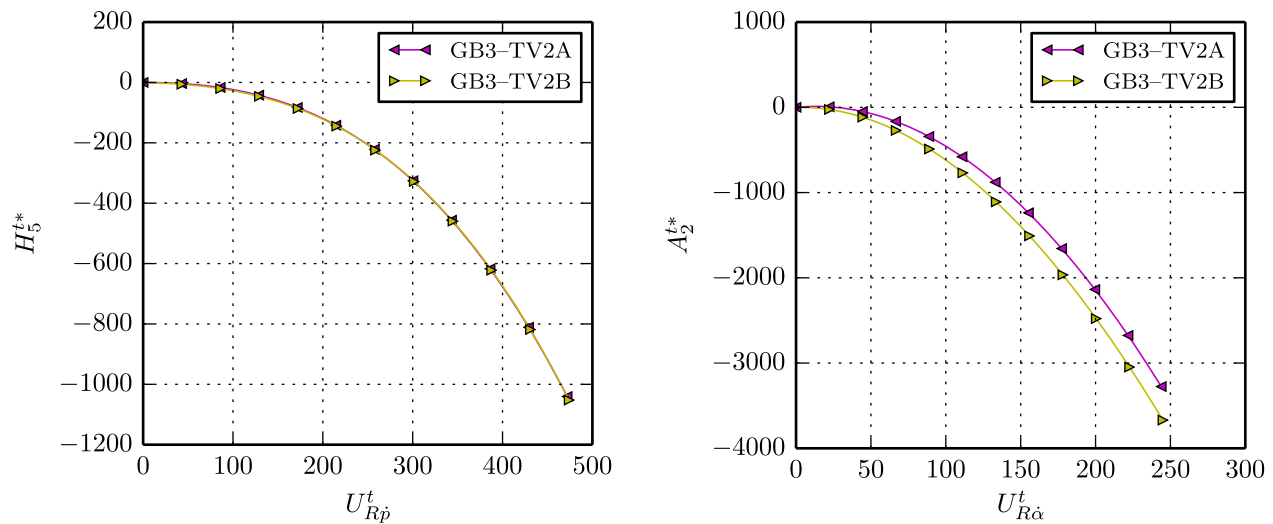


Figure 4.20 Effet de l'amplitude sur les coefficients instationnaires temporels H_5^{t*} et A_2^{t*} de la maquette GB3 pour un écoulement peu turbulent (régime forcé)

Comme il a été observé auparavant, il y a d'importants écarts entre les courbes des différentes configurations pour les coefficients P_i^{t*} aux figures 4.16–4.18, à l'exception de P_5^{t*} et P_6^{t*} . On note aussi que pour la plupart des coefficients instationnaires temporels H_i^{t*} et A_i^{t*} ($i = 1, \dots, 6$), les courbes des différentes configurations suivent une même tendance. Par contre, les coefficients H_5^{t*} , A_5^{t*} , H_2^{t*} et A_2^{t*} démontrent une faible dépendance par rapport à la vitesse. Effectivement, pour une même vitesse, mais pour des amplitudes différentes, les mêmes courbes sont obtenues pour ces coefficients. Cet effet non linéaire est présenté à la figure 4.19 pour les coefficients H_5^{t*} et A_2^{t*} en montrant des courbes pour différentes vitesses et une même amplitude. Comme pour les coefficients dimensionnels, l'amplitude n'a pas d'effet sur les coefficients H_5^{t*} et A_5^{t*} , mais elle a un léger effet pour H_2^{t*} et A_2^{t*} . Cela est démontré à la figure 4.20 dans le cas des coefficients H_5^{t*} et A_2^{t*} . Ces observations quant à la vitesse corroborent le fait que la vitesse est l'un des paramètres importants pour les forces auto-excitées. À la figure 4.16, les coefficients H_6^{t*} et A_6^{t*} montrent un léger comportement non linéaire pour l'amplitude du mouvement. Quant aux coefficients instationnaires temporels relatifs à l'accélération, certains montrent des non-linéarités vis-à-vis l'accélération, dont A_7^{t*} , H_8^{t*} et A_8^{t*} . Pour les autres coefficients relatifs à l'accélération (figures 4.16–4.18), excepté H_9^{t*} et A_9^{t*} , les courbes sont différentes les unes des autres en raison de la grande dispersion des résultats pour ces coefficients comme le montrent les figures de l'annexe F. Cette dispersion est causée par la difficulté de mesurer la contribution de l'accélération aux forces auto-excitées. Malgré les faibles non-linéarités observées pour certains coefficients par rapport à la vitesse, à l'accélération et à l'amplitude, il est jugé que l'adimensionnalisation des coefficients instationnaires temporels est valide.

Dans le cas des maquettes GB1 et GB2, des observations semblables au cas de la maquette GB3 ont été faites quant à l'effet de la vitesse et de l'accélération du tablier sur les coefficients instationnaires temporels. Les observations pour les maquettes GB1 et GB2 confirment aussi la validité de l'adimensionnalisation des coefficients instationnaires temporels.

4.8 Coefficients instationnaires temporels à partir d'essais en régime forcé harmonique

Selon les constations faites à la section 4.4 sur la comparaison des coefficients instationnaires mesurés avec des essais en régime harmonique et ceux des essais en régime forcé à vitesse absolue constante, il est possible d'utiliser les résultats des essais en régime forcé harmonique pour obtenir des approximations des coefficients instationnaires temporels. Effectivement,

puisque les coefficients instationnaires sous la forme dimensionnelle sont semblables pour ces deux types d'essais pour des vitesses RMS ou des vitesses absolues constantes similaires, cela indique que la vitesse RMS pourrait être utilisée pour l'adimensionnalisation dans le cas des essais en régime forcé harmonique.

Alors, pour obtenir des approximations des coefficients instationnaires temporels, il est nécessaire de transformer les coefficients instationnaires issus d'essais en régime forcé harmonique en leur forme dimensionnelle. Par la suite, ces coefficients instationnaires sous la forme dimensionnelle sont adimensionnalisés en utilisant la vitesse RMS des essais en régime forcé harmonique dans les équations 4.9 et 4.10. Il faut noter qu'il est seulement possible d'obtenir les coefficients instationnaires temporels P_i^{t*} , H_i^{t*} et A_i^{t*} ($i = 1, \dots, 6$) en utilisant cette approche, car le déplacement et l'accélération sont linéairement dépendants dans le cas d'un mouvement harmonique.

Les figures 4.21–4.23 comparent les coefficients instationnaires temporels de la maquette GB3 pour les essais en régime forcé harmonique à ceux des essais à vitesse absolue constante, et ce, dans le cas d'un écoulement peu turbulent. Les courbes présentées ont été obtenues pour une vitesse RMS ou une vitesse absolue constante d'environ 66 mm/s pour les DDL horizontal et vertical et de 22 °/s pour le DDL en rotation.

Sur ces figures, on note que les courbes des coefficients instationnaires temporels obtenues à partir des résultats des essais en régime forcé harmonique se comparent très bien aux courbes des essais à vitesse absolue constante. Cela valide donc l'utilisation d'essais en régime forcé harmonique pour obtenir des approximations des coefficients instationnaires temporels P_i^{t*} , H_i^{t*} et A_i^{t*} ($i = 1, \dots, 6$). Il faut noter que les coefficients instationnaires temporels relatifs au déplacement obtenus par des essais en régime forcé harmonique incluent la contribution de la masse aérodynamique, ce qui explique un écart plus important entre les différentes courbes pour les coefficients relatifs au déplacement.

Dans le cas des maquettes GB1 et GB2, on obtient des conclusions similaires à celles de la maquette GB3 quant à la validité de l'approximation des coefficients instationnaires temporels à partir de résultats d'essais en régime forcé harmonique.

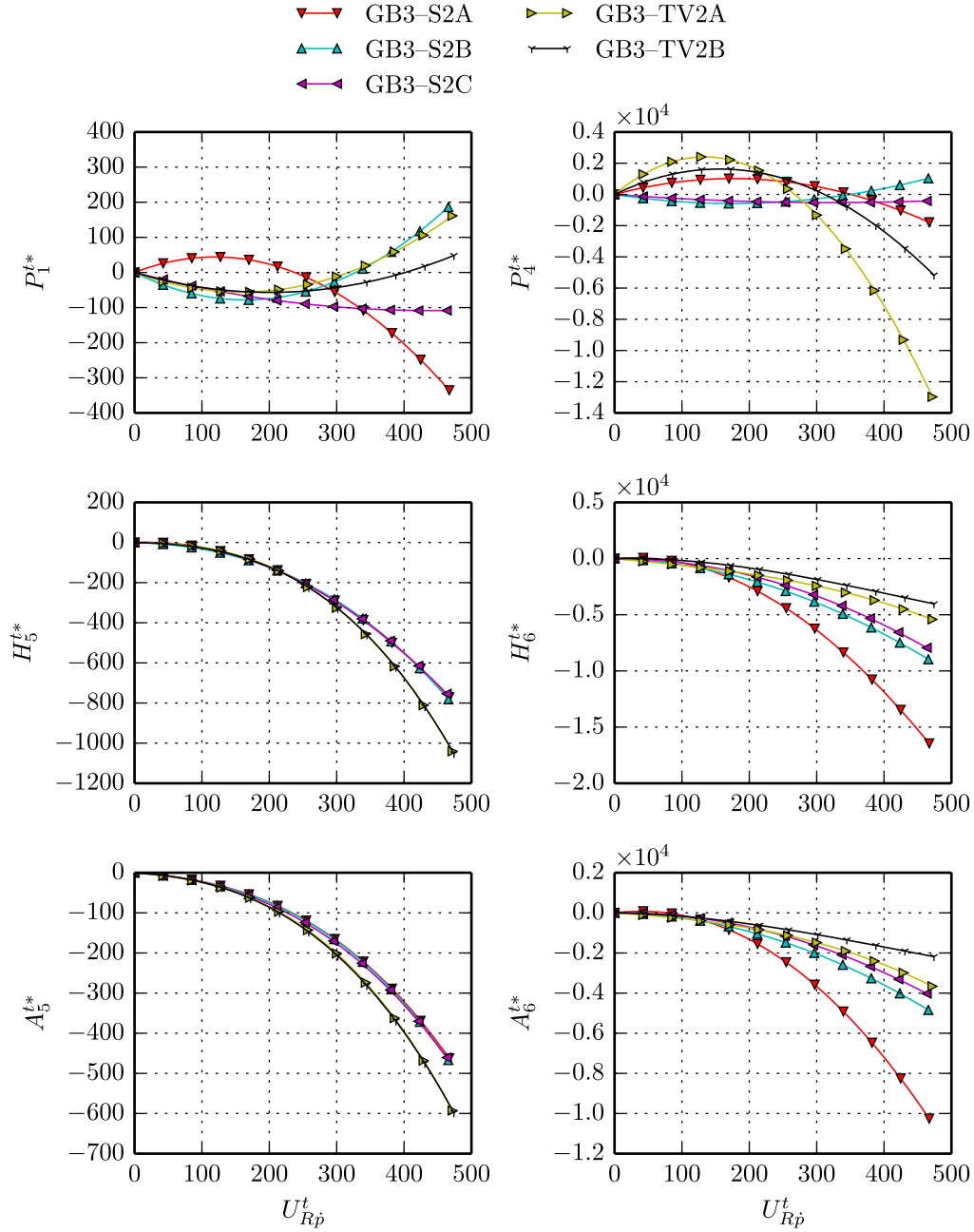


Figure 4.21 Comparaison des coefficients instationnaires temporels de la maquette GB3 relatifs au déplacement horizontal pour un écoulement peu turbulent (régime forcé harmonique vs régime forcé à vitesse absolue constante)

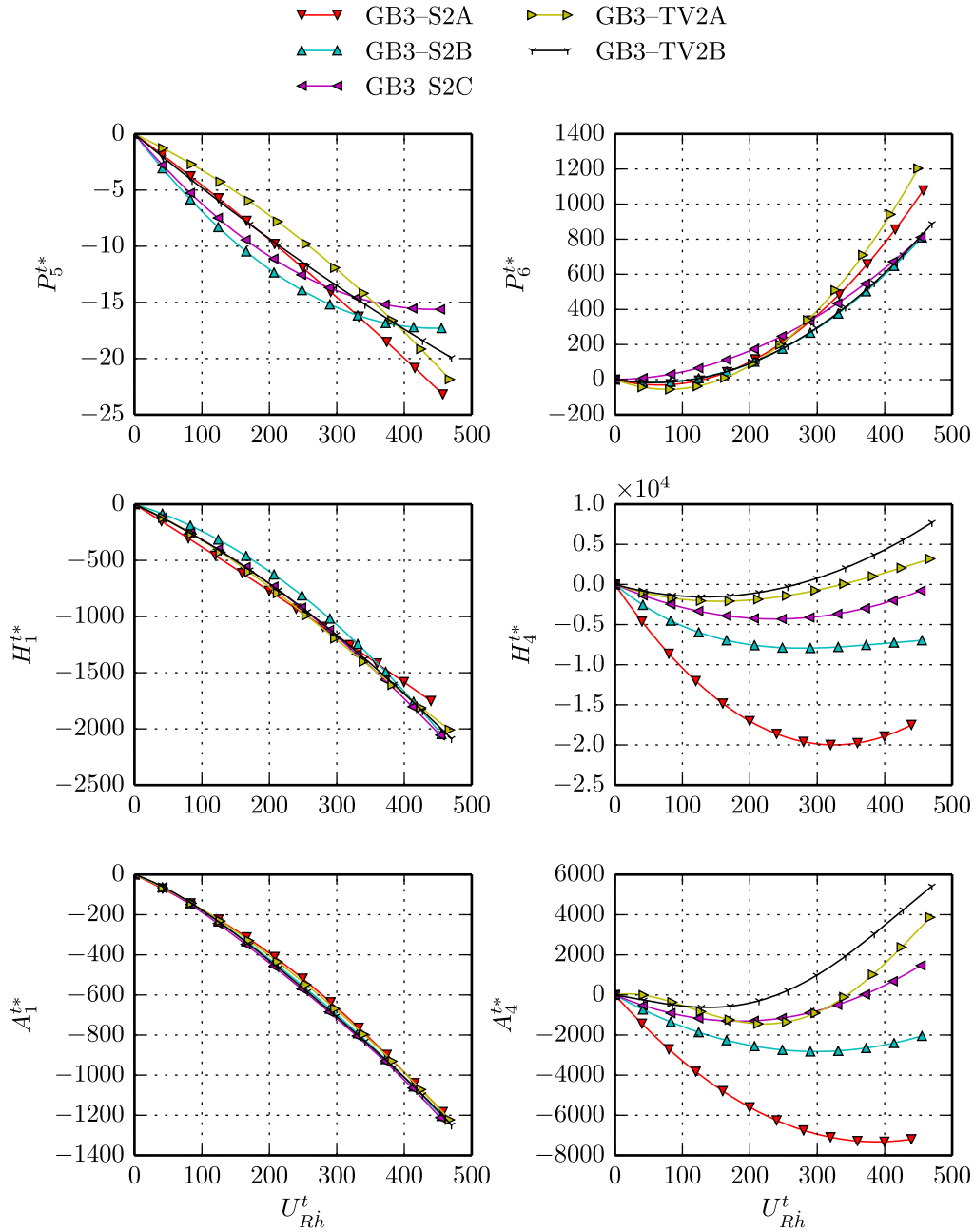


Figure 4.22 Comparaison des coefficients instationnaires temporels de la maquette GB3 relatifs au déplacement vertical pour un écoulement peu turbulent (régime forcé harmonique vs régime forcé à vitesse absolue constante)

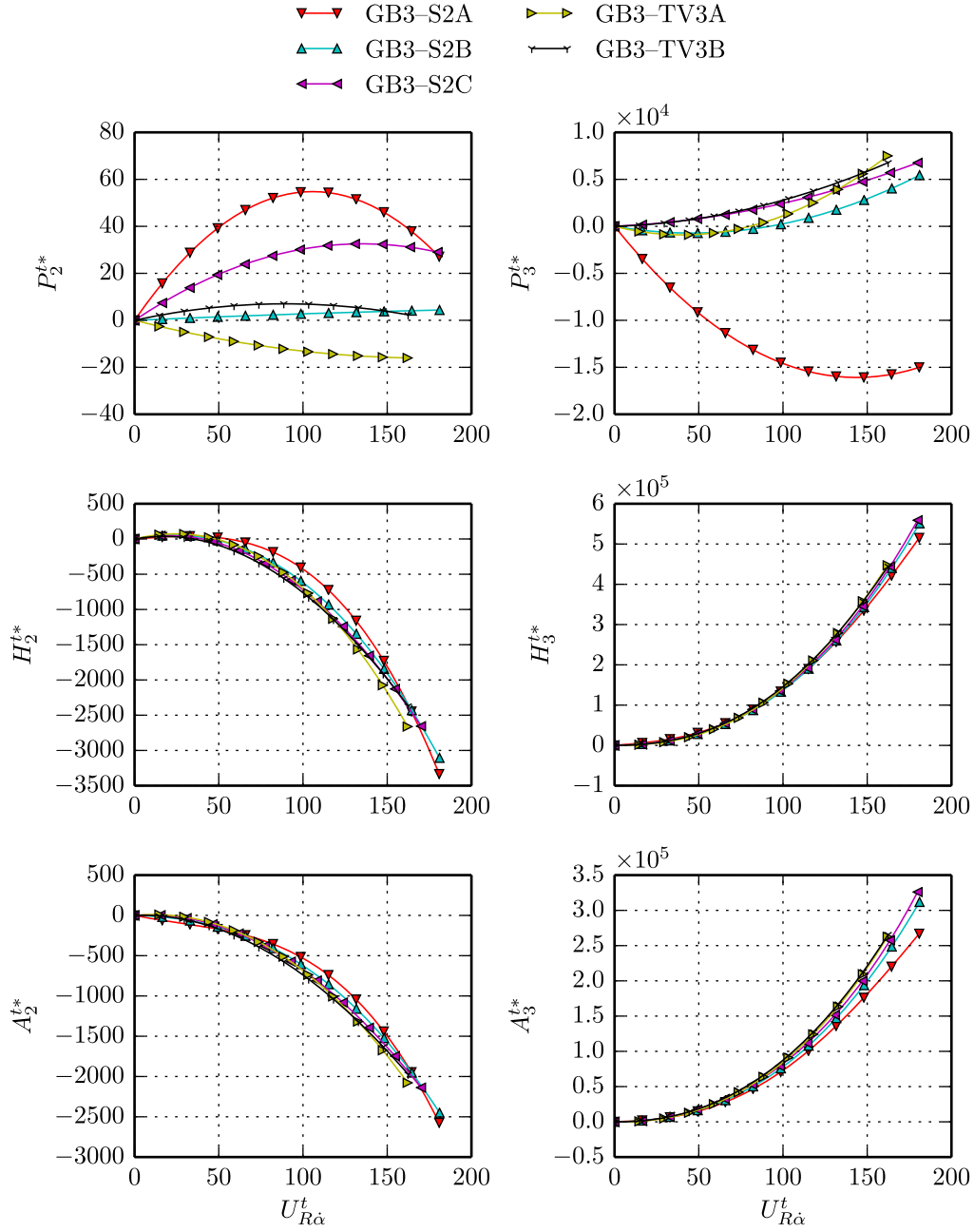


Figure 4.23 Comparaison des coefficients instationnaires temporels de la maquette GB3 relatifs à la rotation pour un écoulement peu turbulent (régime forcé harmonique vs régime forcé à vitesse absolue constante)

4.9 Récapitulatif pour les coefficients instationnaires temporels

Afin de développer un nouveau modèle temporel des forces auto-excitées basé sur les coefficients instationnaires similaires à celui de Scanlan, des essais en régime forcé à vitesse absolue constante et des essais en régime forcé à accélération absolue constante ont été effectués. Sous leur forme dimensionnelle, les coefficients instationnaires mesurés avec des essais à vitesse absolue constante se comparent bien aux coefficients instationnaires des essais en régime forcé harmonique. Par la suite, l'adimensionnalisation des coefficients instationnaires issus d'essais en régime forcé à vitesse absolue constante et à accélération absolue constante a été réalisée dans le but de pouvoir faire le calcul des forces auto-excitées pour un pont à échelle réelle. La formulation basée sur ces coefficients adimensionnels ou coefficients instationnaires temporels permet de définir les forces auto-excitées dans le domaine temporel. Il est à noter que ce modèle tient compte de la masse aérodynamique.

En étudiant l'effet de l'échelle, de la vitesse du tablier et de l'accélération du tablier, il a été possible de valider l'adimensionnalisation des coefficients instationnaires temporels. Puisque certains coefficients instationnaires temporels sous la forme dimensionnelle montrent des non-linéarités par rapport à la vitesse du tablier, cela confirme l'importance de ce paramètre pour les forces auto-excitées. Certains coefficients instationnaires temporels relatifs à l'accélération démontrent aussi une dépendance pour l'accélération. De plus, il a été démontré qu'il est possible d'obtenir des approximations des coefficients instationnaires temporels à partir de coefficients instationnaires mesurés à l'aide d'essais en régime forcé harmonique. À l'aide de cette formulation des forces auto-excitées, des simulations du flottement dans le domaine temporel peuvent être réalisées.

CHAPITRE 5

SIMULATION TEMPORELLE DU FLOTTEMENT

5.1 Démarche de validation de l'approche temporelle

Le but de ce chapitre est de démontrer la validité de l'utilisation des coefficients instationnaires temporels pour le calcul des forces auto-excitées ainsi que pour la prédiction du flottement dans le domaine temporel. Ce chapitre répond donc au second objectif qui est de prédire le flottement à l'aide d'une nouvelle approche temporelle. À cet effet, les étapes suivantes sont réalisées.

1. Tout d'abord, une procédure de calcul des forces auto-excitées à l'aide des coefficients instationnaires temporels est présentée.
2. La première approche de validation du calcul des forces auto-excitées avec les coefficients instationnaires temporels consiste à simuler des essais en régime forcé harmonique en utilisant les coefficients instationnaires temporels et à en extraire des coefficients instationnaires simulés. Ces coefficients instationnaires simulés peuvent être ensuite comparés aux coefficients instationnaires mesurés en soufflerie à l'aide d'essais en régime forcé harmonique.
3. Ensuite, des prédictions numériques du flottement sont réalisées en utilisant l'approche temporelle des coefficients instationnaires temporels. Les résultats de prédictions réalisées à l'aide la formulation de Scanlan basée sur les coefficients instationnaires sont aussi présentés. Ces prédictions numériques sont aussi comparées à la vitesse de flottement expérimentale mesurée en soufflerie. De cette façon, la validité du modèle temporel des forces auto-excitées basé sur les coefficients instationnaires temporels peut être démontrée.
4. Pour terminer, des lâchers numériques simulés à l'aide des coefficients instationnaires temporels sont comparés aux lâchers expérimentaux obtenus lors des essais en régime libre.

5.2 Calcul des forces auto-excitées à l'aide des coefficients instationnaires temporels

Les coefficients instationnaires temporels sont mesurés à l'aide d'essais en régime forcé cyclique à vitesse absolue constante ou bien à accélération absolue constante. Par contre, lors d'une simulation du flottement, par exemple, la vitesse et l'accélération du tablier ne sont pas constantes ; elles varient continuellement au cours de la simulation.   tant donné que les coefficients instationnaires temporels sont fonction des vitesses réduites temporelles du vent $U_{R\dot{x}}^t$ et $U_{R\ddot{x}}^t$, ceux-ci sont par le fait même fonction de la vitesse et de l'accélération du tablier. Alors, pour le calcul des forces auto-excitées, les coefficients instationnaires doivent être calculés à chacun des instants de la simulation en considérant la vitesse et l'accélération instantanées du tablier. La procédure détaillée utilisée afin de calculer les forces auto-excitées à l'aide des coefficients instationnaires temporels pour les différentes simulations est présentée ci-dessous. Dans cette procédure, x fait référence au déplacement horizontal p , vertical h et en rotation α .

1. Déterminer les déplacements x_i , les vitesses \dot{x}_i et les accélérations \ddot{x}_i du tablier au temps t_i ;
2. Calculer les vitesses réduites temporelles du tablier k_x^t (  quation 4.9) et les vitesses réduites temporelles du vent $U_{R\dot{x}}^t$ et $U_{R\ddot{x}}^t$ (  quations 4.10 et 4.11) au temps t_i    partir des vitesses \dot{x}_i et des accélérations \ddot{x}_i ;
3. Déterminer les coefficients instationnaires temporels à partir des vitesses réduites temporelles du vent $U_{R\dot{x}}^t$ et $U_{R\ddot{x}}^t$;
4. Calculer les forces auto-excitées aux temps t_i    partir des coefficients instationnaires temporels ainsi que des déplacements x_i , des vitesses \dot{x}_i et des accélérations \ddot{x}_i (  quations 4.4–4.8).

Selon la procédure précédente, il est nécessaire d'avoir recours à une analyse dynamique dans le domaine temporel lorsque les coefficients instationnaires temporels sont utilisés pour le calcul des forces auto-excitées. Effectivement, pour cette formulation, ces forces sont fonction du déplacement, de la vitesse et de l'accélération qui sont des variables temporelles. Par le fait même, cela indique que les forces auto-excitées sont un chargement non linéaire, car elles sont fonction de la réponse dynamique instantanée. De ce fait, la réalisation d'une simulation du flottement avec les coefficients instationnaires temporels nécessite une procédure itérative pour le calcul des forces auto-excitées comme il est discuté à la section 5.4.1.

Lors du calcul des forces auto-excitées en utilisant les coefficients instationnaires temporels, il est possible que les vitesses réduites temporelles du vent $U_{R\dot{x}}^t$ et $U_{R\ddot{x}}^t$ dépassent la plage de vitesses réduites temporelles du vent testée en soufflerie. Cela peut notamment se produire quand la vitesse ou l'accélération du tablier sont faibles. Alors, pour une vitesse réduite temporelle du vent au-delà de cette plage, il est nécessaire de poser une hypothèse pour le calcul des coefficients instationnaires temporels. L'hypothèse employée consiste à utiliser les coefficients instationnaires temporels sous la forme dimensionnelle correspondant à la vitesse réduite temporelle du vent maximale de la plage.

La validité du modèle des forces auto-excitées basé sur les coefficients instationnaires temporels est vérifiée aux sections suivantes, notamment en prédisant la vitesse de flottement. Cela permettra de vérifier la validité d'utiliser des coefficients instationnaires temporels obtenus à partir d'essais cycliques pour le calcul des forces auto-excitées en considérant la vitesse et l'accélération instantanées. Aussi, cela permettra de valider l'hypothèse utilisée pour les coefficients instationnaires temporels lorsque les vitesses réduites temporelles du vent se trouvent à l'extérieur de la plage testée en soufflerie.

5.3 Coefficients instationnaires simulés à l'aide des coefficients instationnaires temporels

La première méthode utilisée pour vérifier le calcul des forces auto-excitées à l'aide des coefficients instationnaires temporels est de simuler des essais en régime forcé harmonique en utilisant les coefficients instationnaires temporels. De cette façon, des coefficients instationnaires simulés peuvent être extraits et ceux-ci peuvent être comparés aux coefficients instationnaires mesurés en soufflerie lors des essais en régime forcé harmonique.

5.3.1 Méthodologie

Pour les simulations des essais en régime forcé harmonique, le calcul des forces auto-excitées avec les coefficients instationnaires temporels a été fait selon la méthodologie présentée à la section 5.2. La masse aérodynamique a été prise en compte et ce sont les courbes de tendance polynomiales des coefficients instationnaires temporels qui ont été utilisées lors du calcul des forces auto-excitées. Les courbes de tendance des coefficients ont été employées afin d'obtenir un calcul plus réaliste pour les coefficients ayant une plus grande dispersion. Puisqu'un mouvement harmonique est imposé pour ce type d'essai, cela signifie qu'aucune itération n'est nécessaire pour le calcul des forces auto-excitées. Effectivement,

le déplacement, la vitesse et l'accélération de la maquette sont connus. Tout comme pour les essais en régime forcé harmonique réalisés en soufflerie, le mouvement de la maquette a été imposé selon un DDL à la fois pour les simulations. Pour chaque vitesse de vent et pour chaque configuration (vitesse RMS et amplitude), une simulation de 10 s a été réalisée avec un pas de temps de 0.005 s correspondant à un taux d'acquisition de 200 Hz, soit le taux d'acquisition utilisé pour tous les essais en soufflerie. Les forces auto-excitées sont simulées pour différentes vitesses de vent afin d'obtenir des courbes selon la vitesse réduite U_R des coefficients instationnaires simulés. L'extraction des coefficients instationnaires à partir des forces auto-excitées simulées est faite à l'aide de la méthode LLS (annexes B.1 et B.2).

5.3.2 Résultats

Ces simulations ont seulement été réalisées dans le cas de la maquette GB3. Les coefficients instationnaires temporels des configurations TV1B et TA1B ont été employés pour simuler les configurations des essais en régime forcé harmonique du tableau 3.7. Aux figures 5.1–5.3, les coefficients instationnaires simulés à l'aide des coefficients instationnaires temporels de la maquette GB3 sont comparés aux courbes de tendance des coefficients instationnaires mesurés avec des essais en régime forcé harmonique. Sur ces figures, tous les résultats correspondent à un écoulement peu turbulent. Aussi, seulement 4 configurations (S1B, S1C, S2B et S2C) des essais en régime forcé harmonique sont montrées afin de faciliter la distinction des différentes courbes.

Pour la plupart des coefficients instationnaires, on observe aux figures 5.1–5.3 que les coefficients instationnaires simulés se comparent bien aux coefficients instationnaires mesurés en soufflerie. Par contre, des écarts importants sont observés pour les coefficients P_1^* , P_4^* , P_2^* et P_3^* en raison de la difficulté à mesurer précisément les forces auto-excitées de traînée. On note aussi que, en valeur absolue, les coefficients H_6^* et A_6^* sont sous-estimés dans le cas des simulations. Somme toute, selon ces observations, il est possible d'affirmer que les coefficients instationnaires temporels permettent une représentation adéquate des forces auto-excitées.

Il est à noter que des résultats similaires ont été obtenus pour les autres configurations du tableau 3.7.

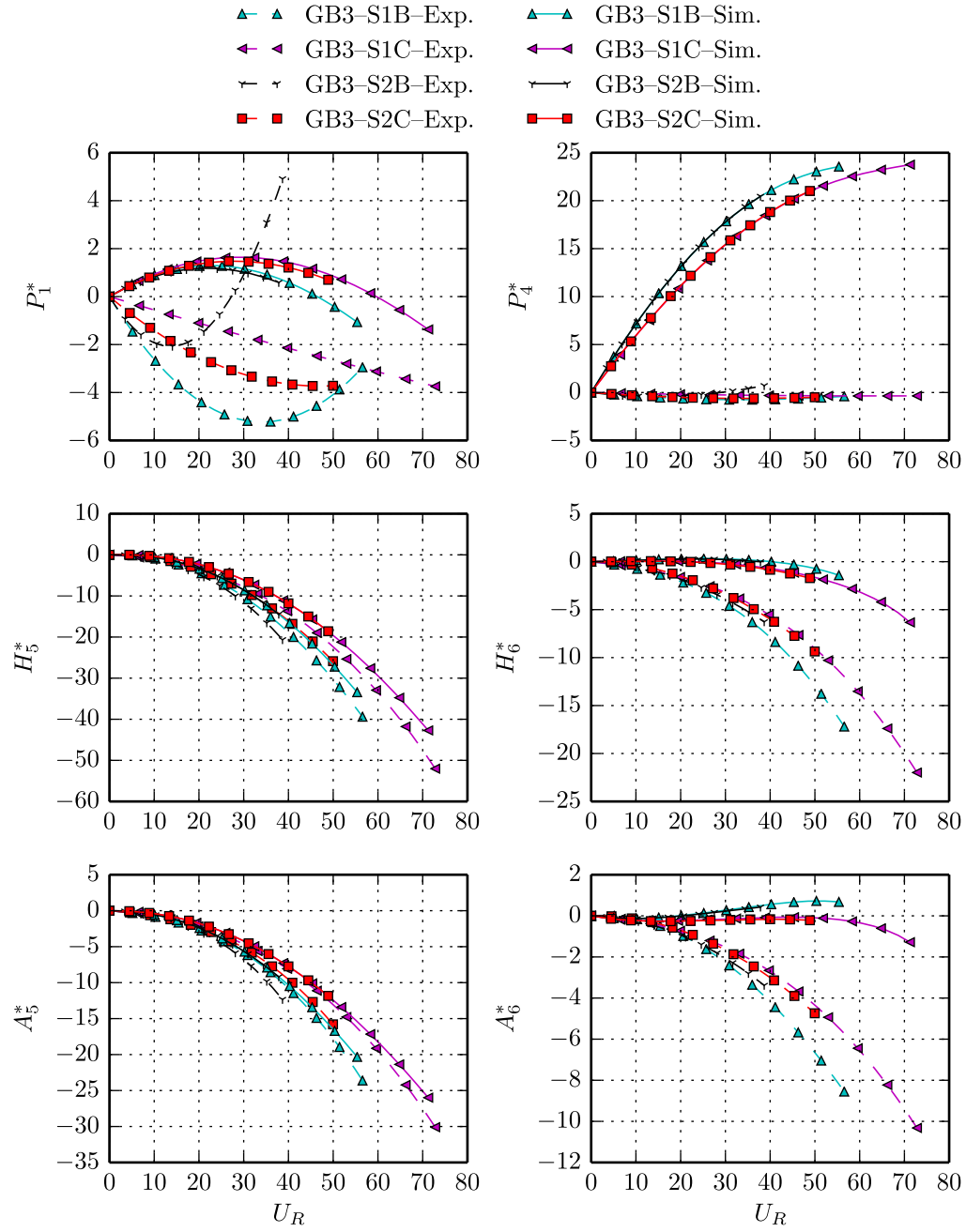


Figure 5.1 Coefficients instationnaires simulés de la maquette GB3 relatifs au déplacement horizontal pour un écoulement peu turbulent

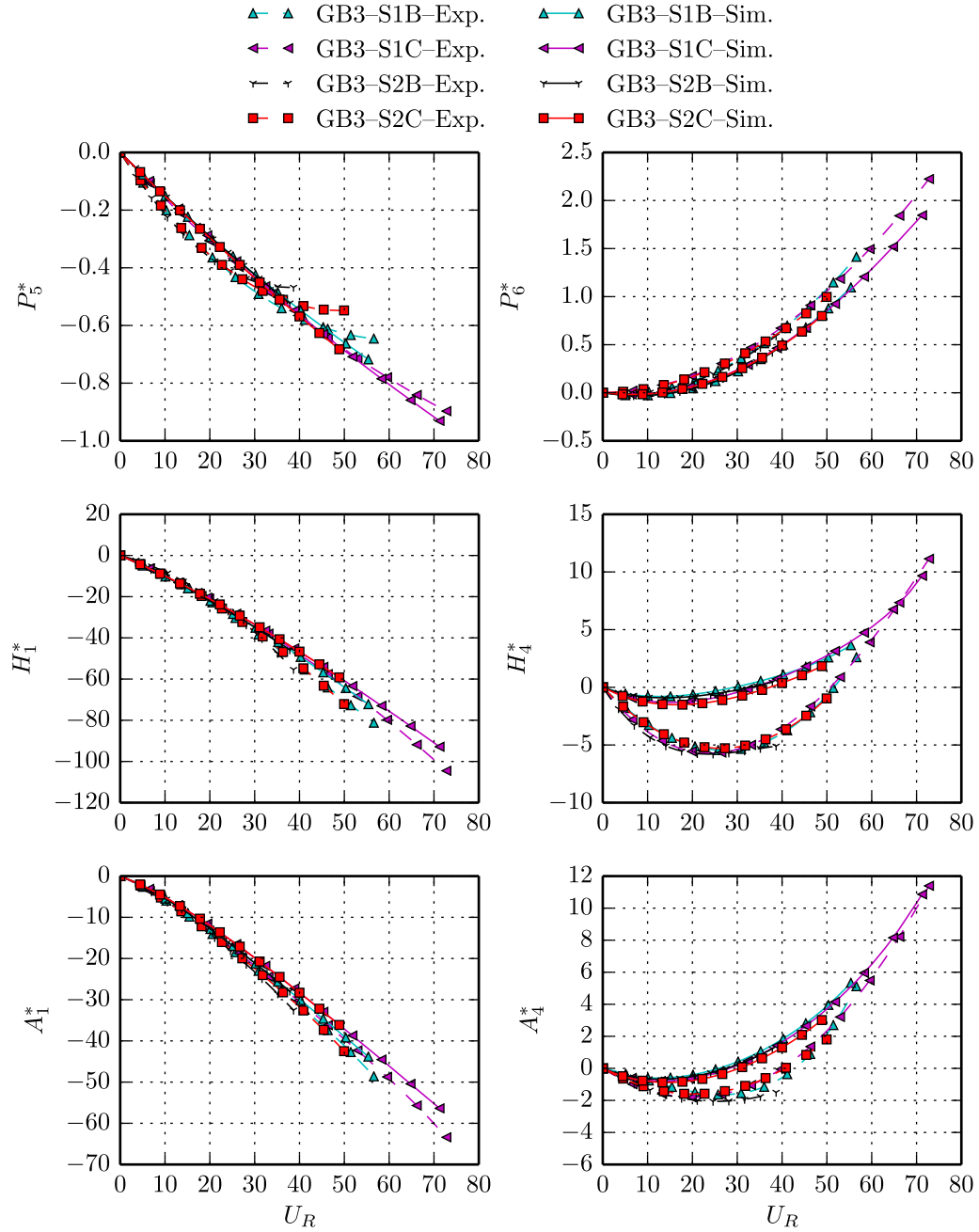


Figure 5.2 Coefficients instationnaires simulés de la maquette GB3 relatifs au déplacement vertical pour un écoulement peu turbulent (régime forcé)

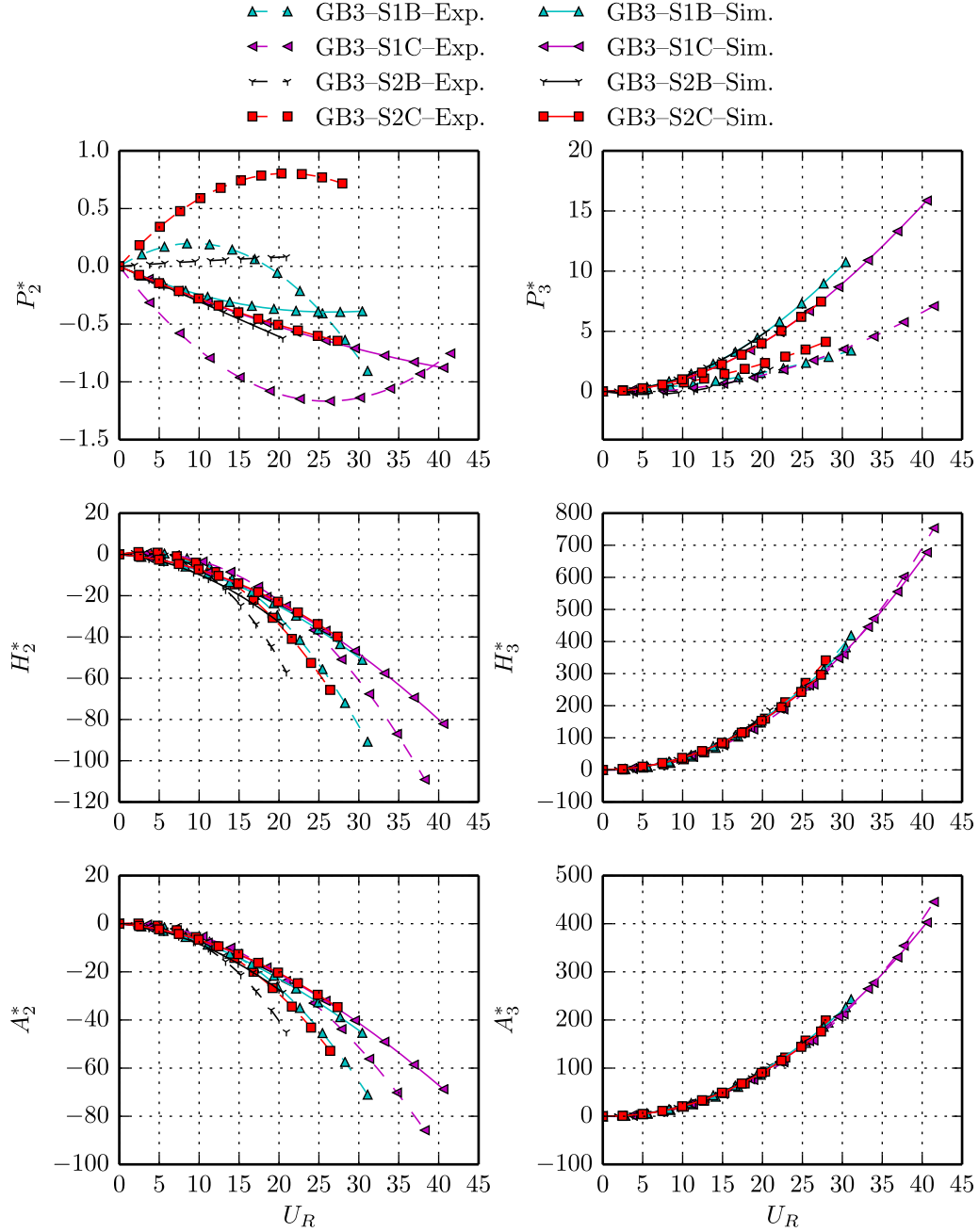


Figure 5.3 Coefficients instationnaires simulés de la maquette GB3 relatifs à la rotation pour un écoulement peu turbulent (régime forcé)

5.4 Prédiction du flottement

Ensuite, la vitesse de flottement a été prédite en utilisant le modèle des forces auto-excitées basé sur les coefficients instationnaires temporels. Des prédictions du flottement ont aussi été réalisées en utilisant la formulation de Scanlan basée sur les coefficients instationnaires. Afin de limiter l'ampleur de ce projet, il a été décidé de ne pas réaliser de simulations temporelles du flottement en utilisant l'approche des fonctions indicielles, soit l'approche généralement utilisée dans le domaine temporel. Par contre, une comparaison entre l'approche des coefficients instationnaires temporels et l'approche des fonctions indicielles pourrait faire partie d'un projet de recherche futur.

5.4.1 Méthodologie

Les prédictions de la vitesse de flottement ont été réalisées pour un système 2D comme celui de la figure 2.4. Par contre, afin de pouvoir comparer les vitesses de flottement prédites à la vitesse de flottement expérimentale, les prédictions ont été réalisées en prenant en compte 2 DDL (vertical et rotation) puisque les essais de stabilité ont aussi été réalisés en considérant 2 DDL. Il est à noter que les simulations ont seulement été effectuées dans le cas de la maquette GB3, tout comme pour les essais de stabilité. Les prédictions du flottement ont été réalisées en considérant l'échelle réelle pour le calcul des propriétés structurales et le calcul des forces auto-excitées. Les propriétés structurales (rigidité, amortissement et masse) employées pour les simulations correspondent aux propriétés dynamiques du tableau 3.5, soit les propriétés obtenues pour les essais de stabilité.

Coefficients instationnaires temporels

Pour une simulation temporelle du flottement avec les coefficients instationnaires temporels, des lâchers numériques sont réalisés pour différentes vitesses de vent dans le but d'obtenir une courbe de stabilité numérique. À l'aide de cette dernière, une prédiction de la vitesse de flottement peut être obtenue. Ces lâchers numériques consistent à déterminer les déplacements du système dynamique du tablier quand il est relâché d'une position initiale et qu'il est soumis aux forces auto-excitées. Donc, l'équation dynamique à résoudre pour un lâcher est la suivante :

$$\mathbf{M}\ddot{\mathbf{u}} + \mathbf{C}\dot{\mathbf{u}} + \mathbf{K}\mathbf{u} = \mathbf{p}_{se} \quad (5.1)$$

où \mathbf{M} , \mathbf{C} et \mathbf{K} sont respectivement les matrices de masse, d'amortissement et de rigidité du système dynamique du tablier (2 DDL) ; \mathbf{u} est le vecteur des déplacements du tablier ; \mathbf{p}_{se}

est le vecteur des forces auto-excitées qui est fonction de la réponse dynamique instantanée. En remplaçant \mathbf{p}_{se} de l'équation 5.1 par l'équation 4.4, on obtient :

$$\mathbf{M}\ddot{\mathbf{u}} + \mathbf{C}\dot{\mathbf{u}} + \mathbf{K}\mathbf{u} = \mathbf{M}_{se}\ddot{\mathbf{u}} + \mathbf{C}_{se}\dot{\mathbf{u}} + \mathbf{K}_{se}\mathbf{u} \quad (5.2)$$

où \mathbf{M}_{se} est la matrice de masse aérodynamique qui est fonction de l'accélération du tablier ; \mathbf{C}_{se} et \mathbf{K}_{se} sont respectivement la matrice d'amortissement aérodynamique et la matrice de rigidité aérodynamique qui sont fonction de la vitesse du tablier.

Le calcul du membre de droite de l'équation 5.2, soit des forces auto-excitées, est réalisé en utilisant la procédure décrite à la section 5.2. Il est à noter que ce sont les courbes de tendance polynomiales des coefficients instationnaires temporels qui ont été employées lors du calcul des forces auto-excitées. La réponse dynamique pour les lâchers est déterminée à l'aide du schéma d'intégration de Newmark couplé à la méthode d'itération de Newton. Pour le schéma de Newmark, la méthode de l'accélération moyenne ($\gamma = 1/2$ et $\beta = 1/4$) a été employée en raison de sa stabilité numérique. L'utilisation de la méthode d'itération de Newton est nécessaire puisque les forces auto-excitées sont un chargement non linéaire, car les forces auto-excitées à un temps t sont fonction de la réponse dynamique à ce même temps t , qui est l'inconnue recherchée. Davantage d'informations sont données sur ce schéma d'intégration non linéaire à l'annexe H.

Des lâchers numériques de 1200 s ont été effectués dans le but de permettre la stabilisation de la réponse dynamique. Afin d'intégrer précisément un mouvement dynamique à une fréquence maximale de 0.279 Hz, un pas de temps de 0.02 s a été utilisé. Il a été décidé d'utiliser des amplitudes initiales relativement faibles. Néanmoins, des tests préliminaires ont démontré que les amplitudes initiales n'avaient pas d'effet sur la vitesse de flottement prédite. Alors, les amplitudes initiales à échelle réelle utilisées sont de 168 mm pour le DDL vertical et de 0.5° pour le DDL en rotation. L'amplitude verticale correspond au déplacement vertical de la courbe de stabilité expérimentale lorsqu'une rotation de 0.5° est atteinte. Il est à noter que la vitesse initiale est nulle pour les 2 DDL. Une courbe de stabilité numérique est ensuite obtenue en réalisant des lâchers numériques pour différentes vitesses de vent. C'est à l'aide de la courbe de stabilité numérique que la vitesse de flottement est déterminée. À l'approche de la vitesse de flottement, l'incrément utilisé pour la vitesse du vent est plus faible afin d'avoir une prédiction juste du flottement. Les différents points d'une courbe de stabilité numérique correspondent aux déplacements maximums en valeur absolue des 10 % de la fin des lâchers numériques (120 s).

Coefficients instationnaires

Lorsque la formulation de Scanlan, faisant appel aux coefficients instationnaires, est utilisée pour la prédiction du flottement, ce sont les équations 2.30–2.32 qui sont employées pour le calcul des forces auto-excitées. Dans ce cas, puisque les coefficients instationnaires sont fonction de la fréquence du mouvement, un calcul direct des forces auto-excitées n'est pas possible. Une analyse aux valeurs propres complexes doit être effectuée pour l'équation 5.3.

$$\mathbf{M}\ddot{\mathbf{u}} + \mathbf{C}_e\dot{\mathbf{u}} + \mathbf{K}_e\mathbf{u} = \mathbf{0} \quad (5.3)$$

où $\mathbf{C}_e = \mathbf{C} - \mathbf{C}_{se}$ et $\mathbf{K}_e = \mathbf{K} - \mathbf{K}_{se}$ sont respectivement la matrice d'amortissement effective et la matrice de rigidité effective; \mathbf{C}_{se} et \mathbf{K}_{se} sont respectivement la matrice d'amortissement aérodynamique et la matrice de rigidité aérodynamique qui sont fonction de la fréquence du mouvement. Les matrices \mathbf{C}_e et \mathbf{K}_e sont donc fonction de la fréquence du mouvement.

À partir des valeurs propres complexes de l'équation 5.3, il est possible de déterminer la fréquence et l'amortissement modal des différents modes dynamiques. Par contre, puisque les matrices \mathbf{C}_e et \mathbf{K}_e , contenant notamment les coefficients instationnaires, sont fonction de la fréquence du mouvement qui est inconnue *a priori*, un processus itératif doit être utilisé pour déterminer les fréquences et les amortissements modaux. Alors, afin de déterminer la vitesse de flottement, les amortissements modaux de l'équation 5.3 sont déterminés pour plusieurs vitesses de vent jusqu'à ce que l'amortissement de l'un des modes devienne nul. La vitesse du vent pour laquelle cela se produit est considérée comme la vitesse de flottement. Ce sont les courbes de tendance polynomiales des coefficients instationnaires des essais en régime forcé harmonique qui ont été employées lors du calcul des matrices \mathbf{C}_e et \mathbf{K}_e . Plus de détails sur la procédure pour prédire le flottement avec les coefficients instationnaires sont donnés par Xu [2013].

5.4.2 Résultats

Les prédictions temporelles du flottement ont été réalisées dans le cas de la maquette GB3 en utilisant les coefficients instationnaires temporels pour les différentes configurations des tableaux 4.1 et 4.2. Cela a pour but d'étudier l'effet des faibles non-linéarités des coefficients instationnaires temporels par rapport aux paramètres d'extraction sur la vitesse de flottement. Au total, 10 configurations ont été étudiées puisque les configurations des essais en régime forcé à vitesse absolue constante (TV) ont été appariées avec les configurations

des essais en régime forcé à accélération constante (TA). De ce fait, la nomenclature pour les configurations des coefficients instationnaires temporels a été simplifiée. Par exemple, la configuration T1B signifie que la configuration TV1B est utilisée pour les coefficients instationnaires temporels relatifs au déplacement et à la vitesse, et que la configuration TA1B est utilisée pour les coefficients relatifs à l'accélération.

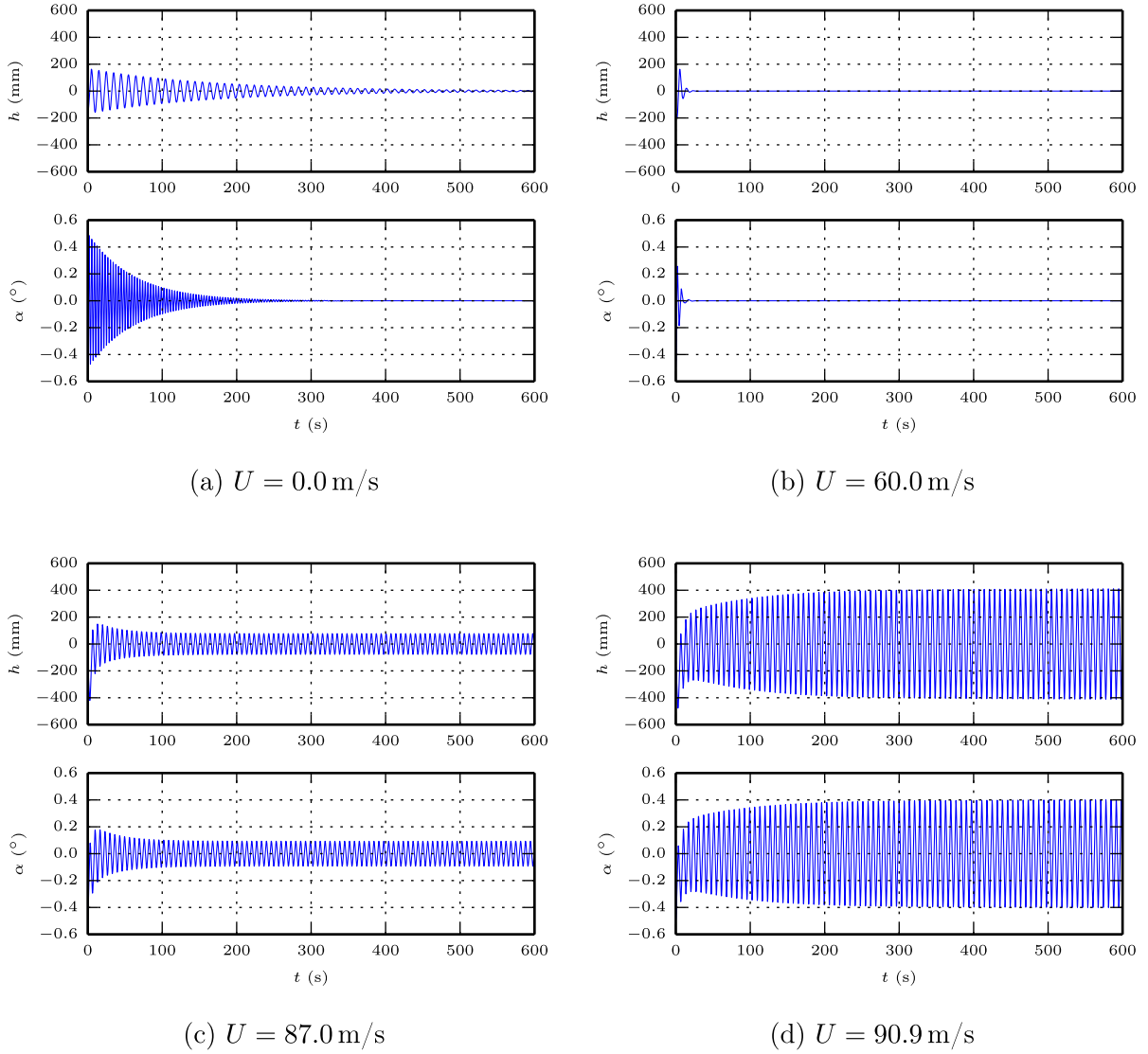


Figure 5.4 Prédiction du flottement de la maquette GB3 pour la configuration T1B et un écoulement peu turbulent (échelle réelle)

Tout d'abord, des lâchers numériques et une courbe de stabilité numérique, servant à la prédiction du flottement de la maquette GB3 pour la configuration T1B, sont présentés pour l'échelle réelle. Ces lâchers et cette courbe de stabilité ont été obtenus à partir d'analyses dynamiques non linéaires en utilisant le modèle des coefficients instationnaires temporels pour les forces auto-excitées. Il est à noter que la masse aérodynamique a été considérée

dans ces analyses. La figure 5.4 montre les lâchers numériques pour 4 vitesses de vent dans le cas d'un écoulement peu turbulent. La figure 5.5 présente une comparaison entre une courbe de stabilité expérimentale et une courbe de stabilité numérique pour un écoulement peu turbulent.

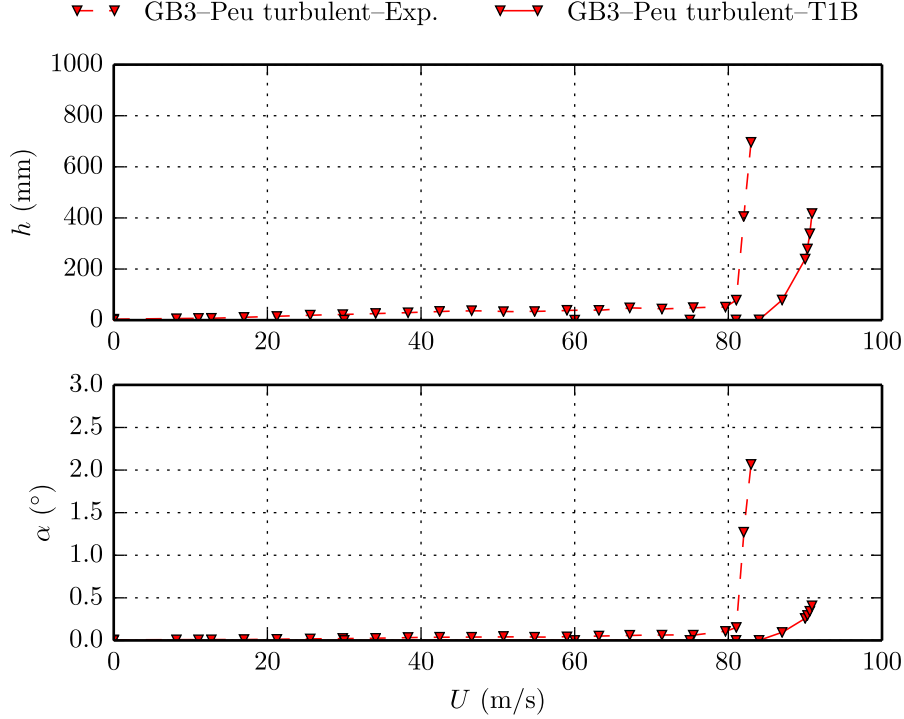


Figure 5.5 Courbes de stabilité simulées de la maquette GB3 (échelle réelle)

À la figure 5.4, on note qu'initialement, l'augmentation de la vitesse du vent a pour effet d'amortir le mouvement, mais à partir de 87.0 m/s, le pont commence à entrer en instabilité. Comme le montre la courbe de stabilité (figure 5.5), au-delà de 87.0 m/s, les amplitudes du mouvement ne cessent d'augmenter jusqu'à atteindre une vitesse de vent de 90.9 m/s (figure 5.4d). Pour une vitesse de vent légèrement supérieure à 90.9 m/s, l'analyse dynamique non linéaire ne convergeait pas. Néanmoins, même s'il n'est pas possible d'atteindre une rotation de 1.5° , correspondant au critère de la vitesse de flottement pour les essais de stabilité, la courbe de stabilité (figure 5.5) montre clairement qu'une instabilité aérodynamique est atteinte. De ce fait, la vitesse de 90.9 m/s est considérée comme la vitesse de flottement dans le cas de la configuration T1B.

Le tableau 5.1 présente la vitesse de flottement à échelle réelle pour la maquette GB3 dans le cas d'un écoulement peu turbulent. La vitesse de flottement expérimentale (exp.) y est présentée. Des prédictions du flottement avec les coefficients instationnaires temporels sans considérer la masse aérodynamique (temp. SMA) et des prédictions avec les coefficients

instationnaires temporels en considérant la masse aérodynamique (temp. MA) sont montrées, et ce, pour les 10 configurations des tableaux 4.1 et 4.2. La vitesse de flottement pour des prédictions faites avec l'approche des coefficients instationnaires (fréq.) pour les 9 configurations du tableau 3.7 est aussi présentée. De plus, ces tableaux montrent la vitesse de flottement pour l'approche temporelle en utilisant les coefficients instationnaires temporels obtenus à partir d'essais en régime forcé harmonique (temp. harm.).

Similairement à ce qui a été discuté précédemment par rapport à la simulation temporelle du flottement pour la configuration T1B (figure 5.5), il n'a été pas possible d'atteindre le critère de flottement d'une rotation de 1.5° en raison de la non-convergence de l'analyse dynamique non linéaire. Les déplacements maximaux atteints en rotation étaient environ de $0.4\text{--}0.8^\circ$ pour les différentes configurations. Par contre, comme il a été fait pour la configuration T1B, des courbes de stabilité ont été tracées pour toutes les configurations afin de s'assurer que l'instabilité aérodynamique a été atteinte. Alors, pour les simulations temporels, la vitesse de flottement correspond à la vitesse de vent tout juste avant la non-convergence de l'analyse dynamique et pour laquelle la courbe de stabilité démontre une instabilité aérodynamique.

Tableau 5.1 Vitesse de flottement pour la maquette GB3 pour un écoulement peu turbulent (échelle réelle)

Exp.	U_{cr} (m/s)	82.3										
Configuration		T1A	T1B	T2A	T2B	T3A	T3B	T4A	T4B	T5A	T5B	Moy.
Temp. SMA	U_{cr} (m/s)	90.8	91.7	90.4	90.9	87.5	88.6	83.7	89.3	86.3	85.2	88.4
	Écart (%)	10.3	11.4	9.9	10.4	6.3	7.7	1.8	8.6	4.9	3.5	7.5
Temp. MA	U_{cr} (m/s)	89.4	90.9	89.4	89.9	88.1	88.7	81.4	88.7	84.1	84.6	87.5
	Écart (%)	8.7	10.5	8.7	9.3	7.1	7.8	-1.1	7.9	2.2	2.9	6.4
Configuration		S1A	S1B	S1C	S2A	S2B	S2C	S3A	S3B	S3C		Moy.
Fréq.	U_{cr} (m/s)	-	87.3	84.9	-	-	88.2	-	-	-		86.8
	Écart (%)	-	6.1	3.2	-	-	7.2	-	-	-		5.5
Temp. harm.	U_{cr} (m/s)	87.7	90.1	88.3	95.3	89.4	87.3	87.7	88.6	87.9		89.1
	Écart (%)	6.5	9.6	7.3	15.8	8.6	6.1	6.5	7.7	6.8		8.3

T() [] = Temporel (numéro de vit. ou d'acc. absolue) [numéro d'amplitude]

S() [] = Sinus (numéro de vitesse RMS) [numéro d'amplitude]

Au tableau 5.1, on remarque que pour l'approche fréquentielle, soit l'approche des coefficients instationnaires, la détermination de la vitesse de flottement n'a pas été possible pour certaines configurations. Cela s'explique par le fait que la plage de vitesses réduites U_R testée en soufflerie pour ces configurations ne permettait pas le calcul des coefficients instationnaires jusqu'à la vitesse de flottement. Dans ce tableau, on note que les différentes approches de simulation du flottement se comparent généralement bien avec la vitesse de flottement expérimentale, mais la surestime légèrement. De plus, en général, les écarts

par rapport à la vitesse de flottement expérimentale sont plus importants pour l'approche temporelle que pour l'approche fréquentielle. Une explication possible est que l'approche temporelle requiert l'utilisation de plusieurs points sur les courbes des coefficients instationnaires temporels parce que ces coefficients sont calculés à chaque instant, ce qui comprend les valeurs les moins précises mesurées à basse vitesse de vent. Dans le cas de l'approche fréquentielle, les coefficients instationnaires d'une seule vitesse de vent sont nécessaires et les coefficients instationnaires près de la vitesse de flottement sont généralement mesurés en soufflerie pour des vitesses de vent élevées. Pour la plupart des configurations des prédictions temporelles, la prise en compte de la masse aérodynamique a pour effet de diminuer la vitesse de flottement. De ce fait, la masse aérodynamique doit être considérée pour la prédiction du flottement. Pour l'approche temporelle, on note aussi un effet de la configuration des coefficients instationnaires temporels sur la prédiction de la vitesse de flottement. Cela pourrait s'expliquer par les faibles non-linéarités des coefficients instationnaires observées à la section 4.7. Davantage de recherche serait nécessaire afin de mieux comprendre l'effet de ces non-linéarités sur la prédiction du flottement et de permettre une prise en compte de ces dernières dans une analyse temporelle du flottement. Dans le cas des prédictions temporelles pour les configurations à vitesse et à accélération plus importantes (T4A, T4B, T5A et T5B), il a été nécessaire de recourir plus souvent à l'hypothèse de calcul des coefficients instationnaires temporels abordée à la section 5.2. Cela est dû au fait que les coefficients de ces configurations ont été mesurés pour une plage de vitesses réduites temporelles du vent plus restreinte. Cela pourrait aussi expliquer en partie l'écart entre les prédictions de la vitesse de flottement pour les différentes configurations, mais plus de recherche serait nécessaire. Aussi, il est intéressant de noter que l'approche temporelle utilisant des coefficients instationnaires temporels issus d'essais en régime forcé harmonique prédit des vitesses de flottement similaires aux autres méthodes. Selon ces observations, il est possible d'affirmer que l'approche temporelle de prédiction du flottement utilisant les coefficients instationnaires temporels est valide.

5.5 Simulation de lâchers

La dernière validation réalisée pour le calcul des forces auto-excitées avec les coefficients instationnaires temporels consiste à comparer les réponses dynamiques de lâchers réalisés en soufflerie à celles de lâchers numériques simulés en utilisant les coefficients instationnaires temporels. Des lâchers numériques ont aussi été simulés en utilisant la formulation de Scanlan basée sur les coefficients instationnaires.

5.5.1 Méthodologie

Puisque les lâchers expérimentaux des essais en régime libre pour l'extraction des coefficients instationnaires ont été réalisés selon 2 DDL (vertical et rotation), la simulation de lâchers a aussi été faite en prenant en compte 2 DDL. La simulation de lâchers a seulement été réalisée dans le cas de la maquette GB3 tout comme pour les essais en régime libre. Ces lâchers numériques ont été effectués en considérant l'échelle réelle. Les propriétés dynamiques des essais en régime libre (tableau 3.5) ont été employées pour la simulation des lâchers.

Coefficients instationnaires temporels

Pour les lâchers simulés dans le cas des coefficients instationnaires temporels, la procédure présentée à la section 5.4.1 et à l'annexe H a été utilisée. Celle-ci consiste à réaliser une analyse dynamique non linéaire en utilisant le schéma d'intégration de Newmark couplé à la méthode d'itération de Newton. Les conditions initiales correspondent à celles du lâcher expérimental voulant être simulé.

Coefficients instationnaires

Dans le cas de la simulation d'un lâcher en utilisant les coefficients instationnaires, les valeurs et vecteurs propres complexes de l'équation 5.3 sont calculés selon l'approche discutée à la section 5.4.1. La réponse dynamique du lâcher est ensuite obtenue par superposition des vecteurs propres complexes. Les amplitudes initiales considérées sont celles du lâcher expérimental à simuler.

5.5.2 Résultats

La figure 5.6 présente la simulation de lâchers de la maquette GB3 pour 2 vitesses de vent selon l'échelle réelle. Sur cette figure, des lâchers expérimentaux des essais en régime libre sont comparés aux lâchers numériques de ces lâchers expérimentaux pour l'approche des coefficients instationnaires temporels. La masse aérodynamique a été considérée pour l'approche des coefficients instationnaires temporels. Des lâchers numériques pour l'approche des coefficients instationnaires y sont aussi présentés. Ce sont les coefficients instationnaires temporels de la configuration T1B et les coefficients instationnaires S1C qui ont été utilisés pour les lâchers numériques. Aussi, les lâchers expérimentaux montrés ont été obtenus pour un écoulement peu turbulent et c'est pourquoi les coefficients instationnaires temporels et les coefficients instationnaires pour un écoulement peu turbulent ont été utilisés pour les lâchers numériques.

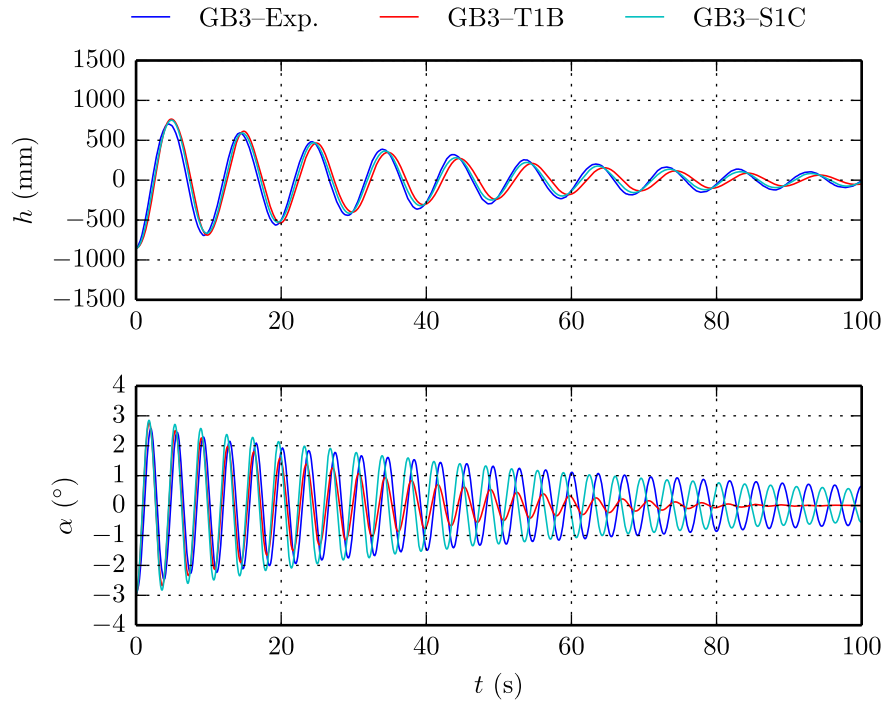
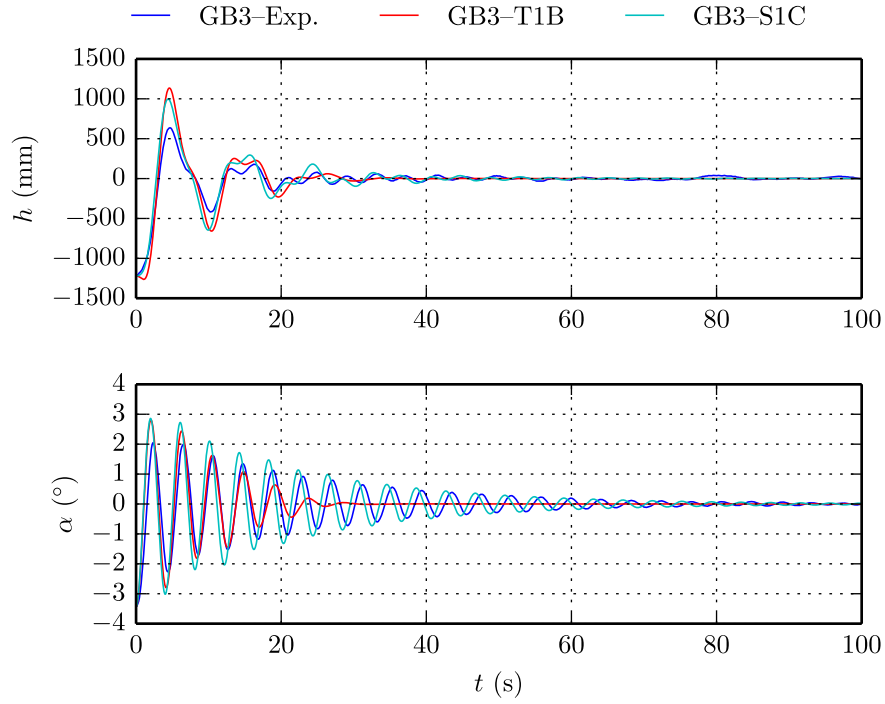
(a) $U = 17.0 \text{ m/s}$ (b) $U = 59.0 \text{ m/s}$

Figure 5.6 Simulation de lâchers de la maquette GB3 pour un écoulement peu turbulent (échelle réelle)

Tout d'abord, on note que les courbes des lâchers numériques sont près de la courbe expérimentale dans le cas du DDL vertical, et ce, pour les vitesses de vent de 17.0 m/s et de 59.0 m/s. Dans le cas du DDL en rotation, les courbes pour l'approche des coefficients instationnaires sont similaires à celles expérimentales, malgré un léger déphasage. Par contre, il y a un écart plus important entre l'approche des coefficients instationnaires temporels et les lâchers expérimentaux dans le cas du DDL en rotation. En effet, pour l'approche temporelle, le mouvement en rotation est amorti plus rapidement. Cela pourrait s'expliquer par le fait qu'une simulation avec l'approche temporelle nécessite l'utilisation de plusieurs points sur les courbes des coefficients instationnaires temporels, ce qui comprend les valeurs les moins précises mesurées à basse vitesse de vent. En effet, des lâchers numériques réalisés avec les coefficients instationnaires temporels de la configuration T1A, légèrement différents de ceux de la configuration T1B, ont démontrés une certaine sensibilité pour le DDL en rotation. Globalement, les prédictions de lâchers avec l'approche temporelle basée sur les coefficients instationnaires temporels sont satisfaisantes par rapport aux lâchers expérimentaux, ce qui démontre que cette approche est valide.

5.6 Récapitulatif de la simulation du flottement

La procédure de calcul des forces auto-excitées en utilisant les coefficients instationnaires temporels a d'abord été présentée. Elle consiste principalement à calculer les forces auto-excitées en faisant un calcul instantané des coefficients instationnaires temporels selon la vitesse et l'accélération instantanées du tablier. La première méthode utilisée pour valider le calcul des forces auto-excitées à l'aide des coefficients instationnaires temporels consistait à simuler des essais en régime forcé harmonique en utilisant les coefficients instationnaires temporels pour obtenir des coefficients instationnaires simulés. Il a été noté que ces coefficients simulés se comparent bien aux coefficients mesurés en soufflerie.

Ensuite, une approche temporelle de prédiction du flottement utilisant les coefficients instationnaires temporels a été développée. Les prédictions de la vitesse de flottement pour cette approche temporelle sont similaires à la vitesse expérimentale et à celles prédites par une approche fréquentielle utilisant la formulation de Scanlan. Pour les simulations temporelles du flottement, il a été conclu que la masse aérodynamique doit être considérée afin de ne pas sous-estimer la vitesse de flottement. De plus, il a été noté que les faibles non-linéarités des coefficients instationnaires temporels observées précédemment ont un effet sur la vitesse de flottement prédite, ce qui nécessite une étude plus approfondie sur le sujet. Aussi, les vitesses de flottement prédites selon l'approche temporelle en utilisant les coefficients instationnaires temporels issus d'essais en régime forcé harmonique se

comparent bien à la vitesse de flottement expérimentale. Cela démontre la possibilité de réaliser des simulations temporelles du flottement à partir de résultats d'essais en régime forcé harmonique.

Par la suite, il a été démontré que des lâchers obtenus en soufflerie et des simulations de ces lâchers obtenues avec l'approche des coefficients instationnaires temporels sont semblables. Les observations faites pour la simulation d'essais en régime forcé harmonique, la simulation temporelle du flottement et la simulation de lâchers avec l'approche temporelle confirment la validité du modèle des forces auto-excitées basé sur les coefficients instationnaires temporels et de l'approche de calcul de ces forces en utilisant les coefficients instationnaires temporels. Cette approche temporelle basée sur les coefficients instationnaires temporels pourrait permettre éventuellement la prise en compte des non-linéarités structurales et aérodynamiques dans l'étude du flottement des ponts élancés.

CHAPITRE 6

CONCLUSION

6.1 Sommaire

Le flottement est une instabilité aérodynamique de nature dynamique pouvant affecter les ponts élancés et mener à la ruine de ceux-ci. Ce phénomène est généralement étudié en utilisant la formulation de Scanlan des forces auto-excitées, qui ne permet pas la considération des non-linéarités structurales et aérodynamiques. Ce projet avait donc pour but de développer une nouvelle approche temporelle pour l'étude du flottement pouvant éventuellement prendre en compte ces non-linéarités.

Afin d'arriver à ce but, deux objectifs ont été atteints. Le premier objectif correspondait à l'étude de l'effet de l'échelle, de la vitesse du tablier et de l'amplitude du mouvement sur les coefficients instationnaires de la formulation de Scanlan. Pour ce faire, des essais sectionnels en soufflerie en régime forcé harmonique pour des modèles sectionnels du pont est du Grand Belt ont été réalisés. Il a été démontré que l'adimensionnalisation utilisée dans la formulation de Scanlan est valide par rapport à la dimension du tablier. Aussi, un comportement non linéaire de certains coefficients instationnaires a été observé par rapport à la vitesse et à l'amplitude, mais plus particulièrement pour la vitesse du tablier.

Étant donné cette dépendance des coefficients instationnaires pour cette variable temporelle, le deuxième objectif de ce projet consistait à prédire le flottement en utilisant un modèle temporel des forces auto-excitées basé sur la vitesse et l'accélération du tablier. Afin d'atteindre cet objectif, des coefficients instationnaires temporels ont été identifiés à partir d'essais en régime forcé cyclique à vitesse absolue constante et à accélération absolue constante. De cette façon, un modèle temporel des forces auto-excitées similaire à la formulation de Scanlan a été développé. Celui-ci est basé sur les coefficients instationnaires temporels qui sont fonction de la vitesse et de l'accélération du tablier. Par la suite, ce modèle des forces auto-excitées a été validé en simulant des essais en régime forcé harmonique, en prédisant le flottement pour l'échelle réelle et en simulant des lâchers. Les simulations du flottement réalisées concordent avec la vitesse de flottement expérimentale pour le pont est du Grand Belt, ce qui confirme la validité de l'approche temporelle pour l'étude du flottement utilisant les coefficients instationnaires temporels.

Comparativement aux autres formulations temporelles des forces auto-excitées, l'approche des coefficients instationnaires temporels permet une utilisation directe de coefficients mesurés en soufflerie pour la réalisation d'une analyse du flottement. Il n'est pas nécessaire d'obtenir des fonctions temporelles à partir de coefficients instationnaires de la formulation de Scanlan. De plus, il est intéressant de noter que l'approche expérimentale utilisée pour l'identification des coefficients instationnaires temporels est similaire à celle utilisée pour les coefficients de la formulation de Scanlan.

6.2 Contributions

Les deux contributions originales issues de ce projet de recherche sont présentées ci-dessous.

- La première contribution originale est la démonstration de la dépendance de certains coefficients instationnaires par rapport à des paramètres d'extraction qui sont la vitesse du tablier et l'amplitude du mouvement. Notamment, il a été démontré que c'est la vitesse du tablier qui est responsable des non-linéarités observées pour les coefficients instationnaires H_5^* , A_5^* , H_2^* et A_2^* . Aussi, il a été montré que l'échelle a peu d'effet sur les coefficients instationnaires.
- La seconde contribution originale est le développement d'une nouvelle approche temporelle de prédiction du flottement qui s'appuie sur un modèle temporel des forces auto-excitées, similaire à celui de Scanlan, basé sur des coefficients instationnaires temporels qui sont fonction de la vitesse et de l'accélération du tablier. Cette approche permet la prédiction du flottement pour l'échelle réelle du pont à l'étude. La comparaison entre des prédictions du flottement avec cette approche et la vitesse de flottement expérimentale a permis de valider la nouvelle approche temporelle. De plus, il a été démontré que des simulations du flottement peuvent être réalisées en utilisant des coefficients instationnaires temporels obtenus à partir d'essais en régime forcé harmonique.

6.3 Travaux futurs

Pour la prédiction du flottement avec l'approche utilisant les coefficients instationnaires temporels, il a été noté que les faibles non-linéarités des coefficients instationnaires temporels a un effet sur la vitesse de flottement prédite. Une étude plus approfondie des ces non-linéarités serait requise afin de mieux comprendre ces dernières et trouver une façon de modéliser ces non-linéarités aérodynamiques.

L'approche temporelle de prédiction du flottement utilisant des coefficients instationnaires temporels ouvre la voie à la réalisation d'études du flottement en considérant les non-linéarités structurales (géométriques et matérielles) et les non-linéarités aérodynamiques. Pour ce faire, l'utilisation de l'approche temporelle pour un modèle par éléments finis d'un pont complet serait pertinente. Cela permettrait l'étude de l'effet des différentes non-linéarités sur la vitesse de flottement tout en prenant en compte le comportement global de la structure du pont. Aussi, il serait intéressant d'étudier l'effet de la turbulence sur le flottement en incluant mathématiquement la contribution des forces dues à la turbulence à l'approche temporelle.

ANNEXE A

VÉRIFICATION DES ÉQUIPEMENTS EXPÉ- RIMENTAUX

A.1 Profil de vitesse de la soufflerie

En raison des modifications apportées à la soufflerie de l'Université de Sherbrooke, dont l'ajout d'un système de refroidissement et d'un filtre à alvéoles de type nid d'abeille, la vérification du profil de l'écoulement réalisée par Prud'homme [2010] au niveau de la section d'essai pour les essais sectionnels n'est plus valide. Alors, une nouvelle vérification du profil de vitesse a été réalisée avant la campagne d'essais expérimentaux.

Pour ce faire, la vitesse de l'écoulement a été mesurée à 42 positions sur un plan perpendiculaire à l'écoulement au niveau de la section d'essai pour les essais sectionnels. Les mesures étaient espacées horizontalement de 304 mm et verticalement de 254 mm, ce qui fait que les mesures près des murs de la soufflerie étaient à 150 mm de ceux-ci. Pour réaliser ces 42 mesures, le système de positionnement utilisé par Prud'homme [2010] a été employé afin de déplacer manuellement et de façon aisée la sonde pour la mesure de la vitesse du vent (figure A.1a). C'est la sonde *Cobra Probe* (figure A.1b) qui a été employée pour la mesure de la vitesse. Cette sonde fabriquée par *Turbulent Flow Instrumentation* permet la lecture du vent moyen et du vent turbulent selon 3 composantes. Lors de la prise des mesures du profil de vitesse à l'aide de la sonde *Cobra Probe*, la vitesse a aussi été mesurée à l'aide du tube de Pitot de référence qui est présenté à la figure 3.4. La mesure de la vitesse de l'écoulement avec ce tube de Pitot se faisait à l'aide de deux manomètres.



(a) Système de positionnement de la sonde



(b) Sonde *Cobra Probe*

Figure A.1 Mesure du profil de vitesse de la soufflerie

En raison des possibles variations de la température, de la pression atmosphérique et de la vitesse de rotation du ventilateur pendant la prise des mesures pour le profil de vitesse, toutes les vitesses du vent mesurées à la section d'essai ont été normalisées par la vitesse mesurée avec le tube de Pitot de référence similairement à Prud'homme [2010]. Pour ce faire, un ratio de la vitesse de vent du profil sur la vitesse de référence a été calculé selon l'équation suivante :

$$U^* = \frac{U}{U_{ref}} \quad (A.1)$$

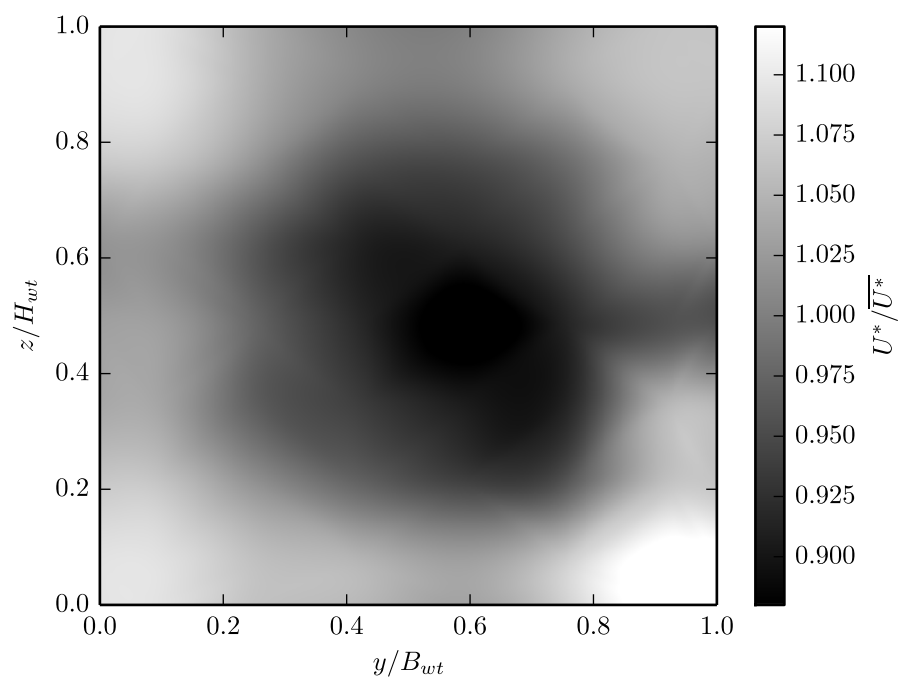
où U^* est le ratio de la vitesse du vent ; U est la vitesse du vent du profil de vitesse ; U_{ref} est la vitesse de référence du vent.

La figure A.3a présente le profil initial de vitesse. Sur cette figure, le vecteur \vec{U} sort du plan. Tout comme Prud'homme [2010], c'est le ratio entre le ratio de vitesse et le ratio moyen de vitesse (U^*/\bar{U}^*) qui est présenté en fonction du ratio de la largeur de la soufflerie (y/B_{wt}) et du ratio de la hauteur de la soufflerie (z/H_{wt}). Pour cette figure, on observe une grande variation de la vitesse entre le centre de la soufflerie et le bord des murs de la soufflerie. Cela s'explique en grande partie par le fait que les corrections apportées au grillage en amont du convergent par Prud'homme [2010] avaient été enlevées.

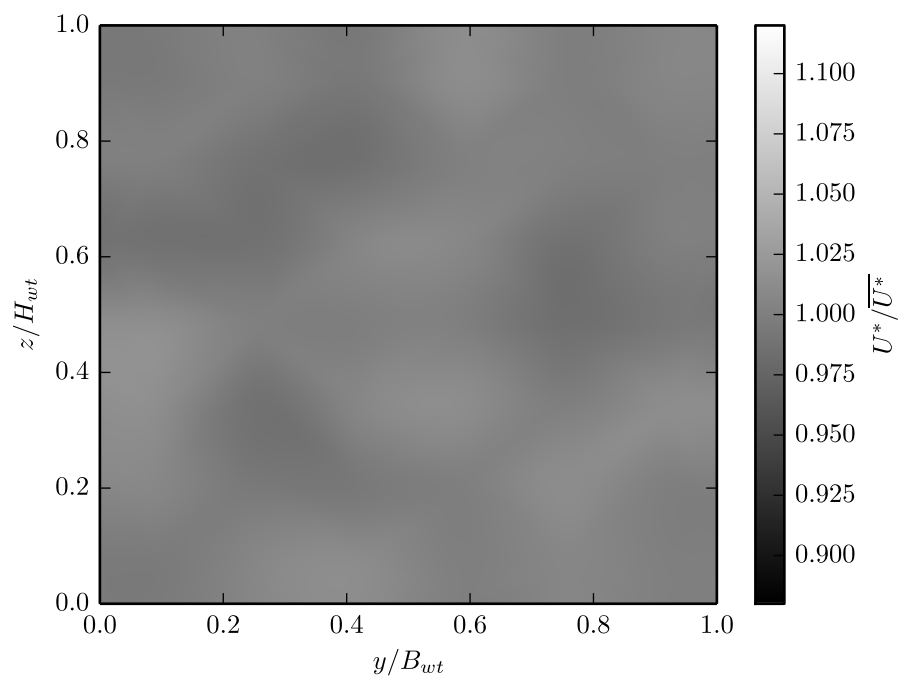
Il a donc été nécessaire de corriger le profil de vitesse en ajoutant des pièces de moustiquaire au grillage en amont du convergent comme il est montré à la figure A.2. Ces pièces de moustiquaire ont été ajoutées près des murs de la soufflerie afin de ralentir l'écoulement le long de ceux-ci. Après quelques itérations pour le positionnement des moustiquaires, un profil plus uniforme a été obtenu (figure A.3b). Avec le grillage corrigé, le profil de vitesse est uniforme à $\pm 1.5\%$ avec une intensité de turbulence moyenne de 1.2% .



Figure A.2 Grillage pour la correction de l'écoulement



(a) Initial



(b) Final

Figure A.3 Profil de vitesse de la soufflerie

A.2 Vérification de la calibration de l'électro-manomètre

Avant la réalisation des essais expérimentaux, une vérification de la calibration a été réalisée pour l'électro-manomètre de modèle 1018 de Datametrics utilisé pour faire la lecture de la vitesse du vent avec un tube de Pitot. Pour ce faire, l'électro-manomètre et deux manomètres à liquide ont été connectés à un même tube de Pitot. En prenant plusieurs mesures de la pression à l'aide des différents manomètres, il est possible d'obtenir une courbe de calibration pour l'électro-manomètre. Alors, 19 mesures de pression ont été prises dans l'intervalle 10–460 Pa, et ce, en faisant varier la vitesse du vent dans la soufflerie. Puisque les deux manomètres à liquide donnaient des mesures similaires, la pression de référence pour la vérification de la calibration correspond à la moyenne des pressions mesurées avec les deux manomètres à liquide. La figure A.4 présente la courbe de calibration obtenue.

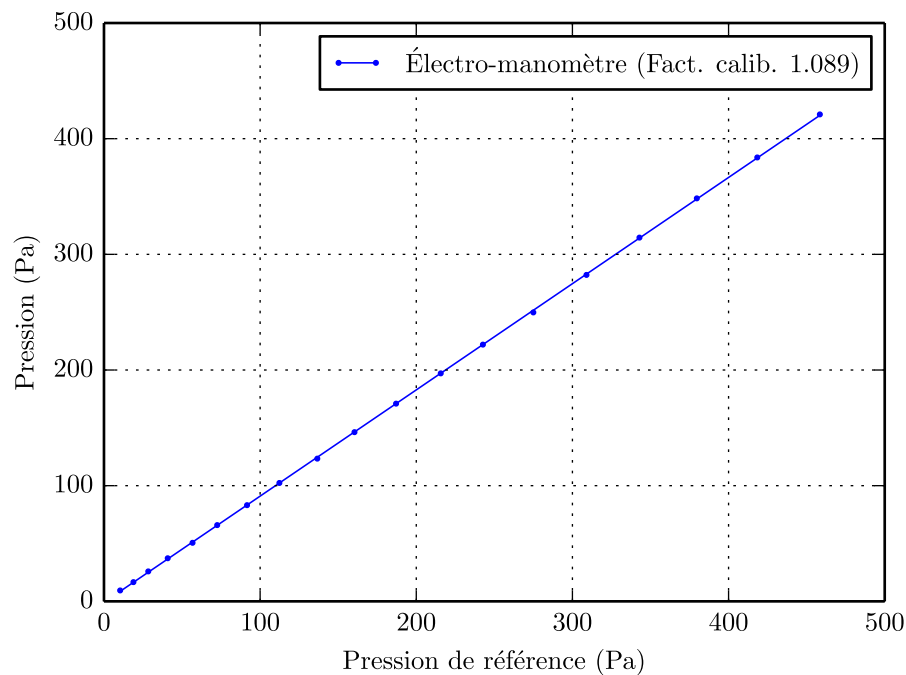


Figure A.4 Courbe de calibration de l'électro-manomètre

On note que l'électro-manomètre n'est pas calibré correctement, car les pressions mesurées avec celui-ci ne correspondent pas à la pression de référence. Un facteur de correction a donc été calculé en utilisant la pente d'une régression linéaire comme il est montré à la figure A.4. Pendant les essais expérimentaux, toutes les mesures de pression faites à l'aide de l'électro-manomètre ont été corrigées en les multipliant avec ce facteur de correction d'une valeur de 1.089.

A.3 Vérification de la calibration du montage pour essais sectionnels

A.3.1 Calibration des capteurs laser de déplacement

Avant la campagne d'essais expérimentaux, une calibration des capteurs laser de déplacement Sunx de modèle LM10, utilisés pour la mesure des déplacements des modèles sectionnels, a été réalisée. Les courbes de calibration comprennent 11 mesures sur un intervalle de 80–180 mm, couvrant ainsi la plage d'utilisation de ces capteurs. La figure A.5 présente les courbes de calibration et les valeurs de calibration pour chacun des 6 capteurs de déplacement du montage pour essais sectionnels.

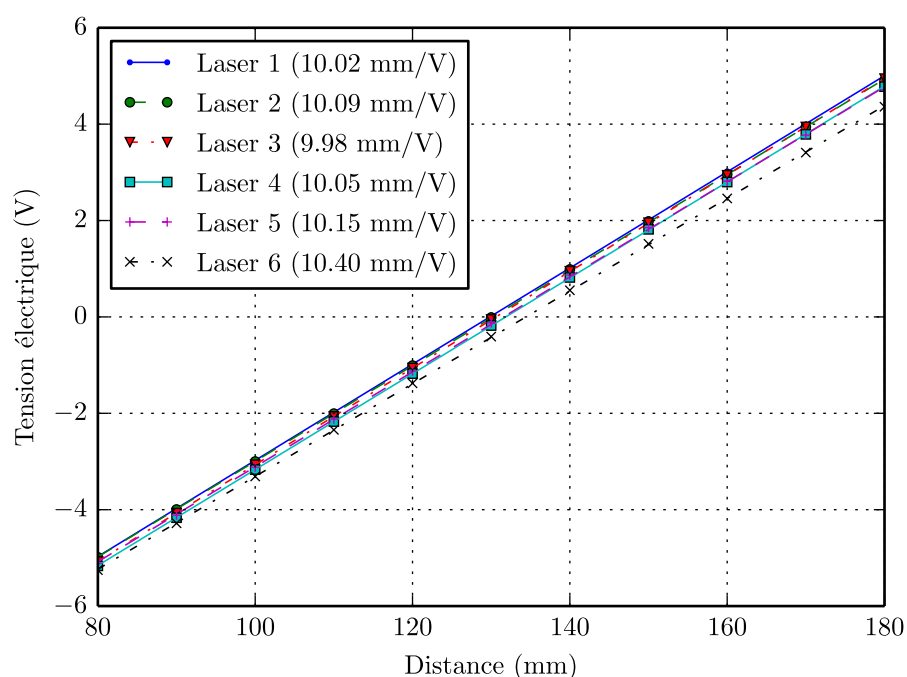
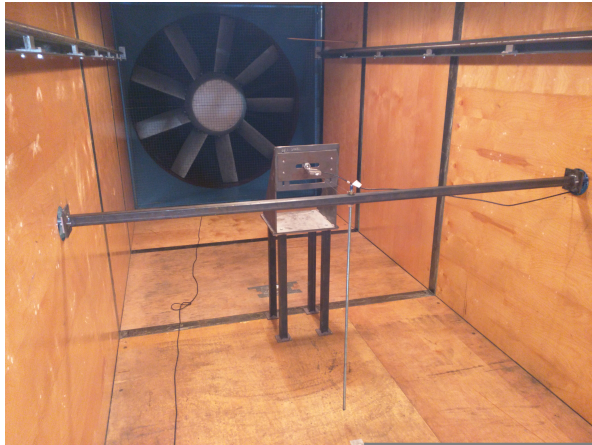


Figure A.5 Courbes de calibration des capteurs laser de déplacement

A.3.2 Vérification de la calibration des cellules de charge

Une vérification de la mesure des forces avec la balance du montage pour essais sectionnels a été réalisée pour chacun des 3 DDL. Cela avait pour but de réaliser indirectement une vérification de la calibration des cellules de charge de la balance (FUTEK de modèle LCM300). Afin de pouvoir appliquer des forces statiques sur la balance, une barre rigide en acier était installée sur la balance au lieu d'une maquette de pont. Lorsque nécessaire, une tige était fixée au centre de la barre d'acier afin de pouvoir appliquer une force excentrée par rapport au centre de la balance. Les forces étaient appliquées au centre de la barre par l'intermédiaire d'un câble en acier relié à une cellule de charge précalibrée servant de référence pour la mesure de la force appliquée. Cette cellule de charge de marque Sontatronics a une capacité de 111 N. Pour l'application d'une force horizontale sur la

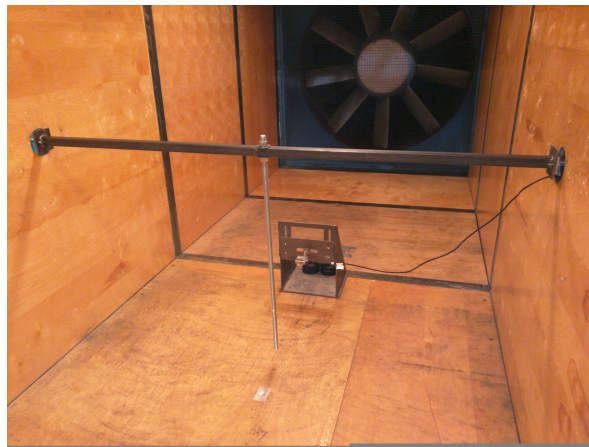
balance, le câble était attaché au centre de la barre et la cellule de charge était accrochée à une tige filetée fixée avec un boulon à un support en acier tel que montré à la figure A.6a. La force appliquée était contrôlée à l'aide du boulon. Le positionnement et l'alignement du câble ont été ajustés afin que la force soit bien horizontale et appliquée perpendiculairement à la barre. Dans le cas de la force verticale, des masses étaient suspendues à la cellule de charge de référence qui était elle-même accrochée au centre de la barre en acier (figure A.6b). Dans le cas de l'application d'un moment, la procédure est similaire à celle de la force horizontale, mais la force était appliquée avec un excentrement à l'aide de la tige d'excentrement (figure A.6c).



(a) Force horizontale



(b) Force verticale



(c) Moment

Figure A.6 Vérification de la mesure des forces

Les figures A.7–A.9 présentent respectivement les courbes de vérification pour la force horizontale, la force verticale et le moment. Ces figures comparent la force appliquée sur la balance (force de référence) à celle mesurée à l'aide des cellules de charge de la balance. Elles présentent aussi l'erreur relative entre ces deux mesures. Les écarts entre les forces appliquées et les forces mesurées par la balance sont inférieurs à 1.0 %, ce qui est relativement faible. De ce fait, la calibration des cellules de charge de la balance est valide.

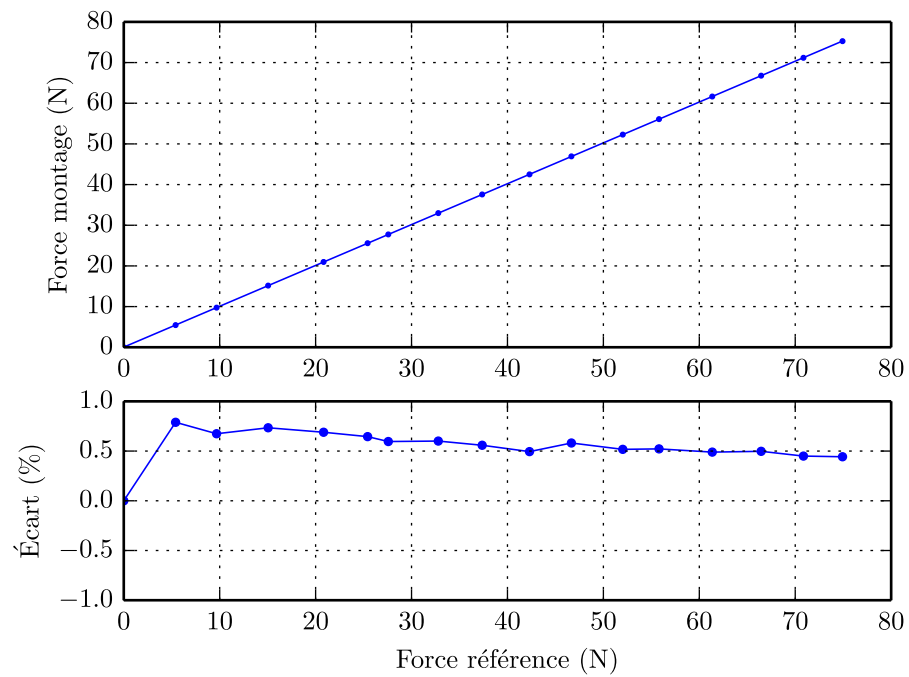


Figure A.7 Vérification de la force horizontale

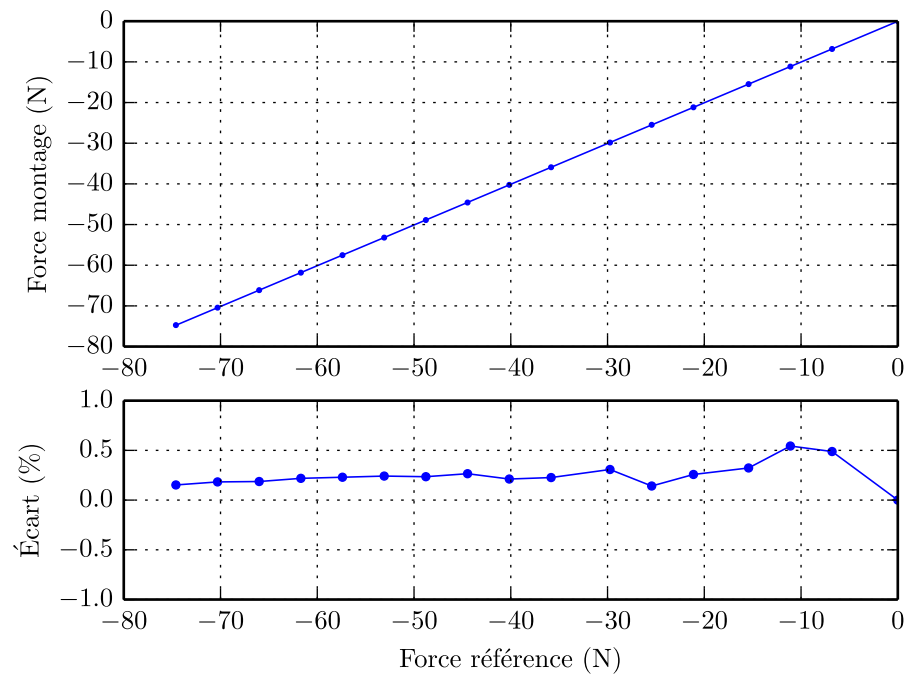


Figure A.8 Vérification de la force verticale

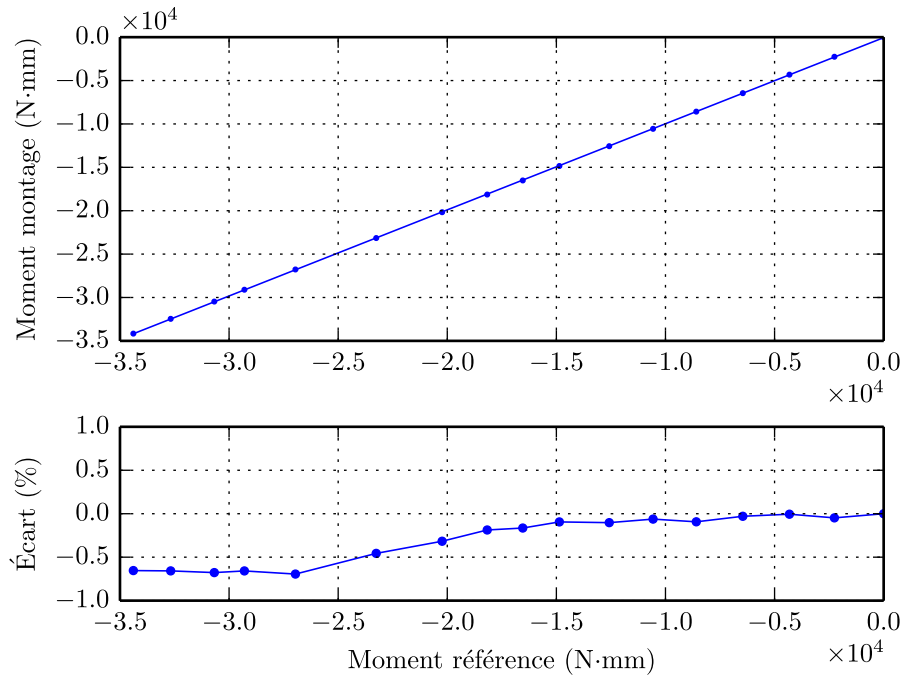


Figure A.9 Vérification du moment

A.4 Autres vérifications

Pour les calculs de l'incertitude sur la mesure de la vitesse du vent, le lecteur est référé à Prud'homme [2015] puisque la même approche a été utilisée pour la mesure de la vitesse du vent dans le cadre de ce projet. De plus, pour la validation de la mesure des forces dynamiques avec la balance dans le cas des essais en régime forcé, le lecteur est référé à Prud'homme [2015].

ANNEXE B

MÉTHODE D'EXTRACTION DES COEFFICIENTS INSTATIONNAIRES EN RÉGIME FORCÉ

La méthode d'extraction des coefficients instationnaires et des coefficients instationnaires temporels utilisée dans le cas des essais en régime forcé est basée sur la méthode des moindres carrés linéaires (LLS). L'avantage de cette méthode par rapport à la méthode utilisant la FFT est qu'elle n'est pas limitée à un mouvement sinusoïdal, ce qui est intéressant dans le cas des essais à vitesse absolue constante et à accélération absolue constante. La méthode utilisée est une adaptation de celle de Xu *et al.* [2014] au cas du mouvement de la maquette selon un DDL à la fois.

B.1 Approche générale de la méthode d'extraction

Dans le cadre de ce projet, les essais en régime forcé ont été réalisés pour un mouvement long d'un DDL à la fois. Alors, trois phases d'essai ont dû être effectuées, soit une pour un mouvement horizontal, une pour un mouvement vertical et une pour un mouvement en rotation. La démonstration de la méthode d'extraction va seulement être présentée dans le cas d'un mouvement vertical. Dans le cas d'un mouvement horizontal et d'un mouvement en rotation, la démonstration est similaire.

Pour des essais en régime forcé, les forces mesurées par la balance du montage pour essais sectionnels (D_{tot} , L_{tot} , M_{tot}) peuvent être séparées en quatre composantes (équation B.1). Celles-ci sont les forces inertielles, les forces d'amortissement, les forces élastiques et les forces statiques.

$$\begin{bmatrix} D_{tot}(t) \\ L_{tot}(t) \\ M_{tot}(t) \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} m_{ph} \\ m_{hh} \\ m_{\alpha h} \end{bmatrix} \ddot{h}(t) + \begin{bmatrix} c_{ph} \\ c_{hh} \\ c_{\alpha h} \end{bmatrix} \dot{h}(t) + \begin{bmatrix} k_{ph} \\ k_{hh} \\ k_{\alpha h} \end{bmatrix} h(t) + \begin{bmatrix} D_s \\ L_s \\ M_s \end{bmatrix} \quad (\text{B.1})$$

où D_{tot} , L_{tot} et M_{tot} sont respectivement la force horizontale totale, la force verticale totale et le moment total par unité de longueur de tablier ; $h(t)$, $\dot{h}(t)$ et $\ddot{h}(t)$ sont respectivement le déplacement vertical, la vitesse verticale et l'accélération verticale de la maquette de pont qui sont fonction du temps t ; m_{ij} , c_{ij} et k_{ij} sont respectivement des coefficients de proportionnalité pour les forces inertielles, les forces d'amortissement et les forces élastiques ; D_s , L_s et M_s sont respectivement la force horizontale statique, la force verticale statique et le moment statique.

Dans le cas de n acquisitions des déplacements et des forces, on obtient un système d'équations surdéterminé qui est présenté sous forme matricielle aux équations B.2 et B.3. Pour un mouvement forcé dont le déplacement, la vitesse et l'accélération ne sont pas

linéairement dépendants, par exemple un mouvement forcé à accélération constante, les matrices \mathbf{X}_h et β_h sont définies selon l'équation B.3a. Par contre, dans le cas d'un mouvement sinusoïdal, le déplacement et l'accélération sont linéairement dépendants, donc les matrices \mathbf{X}_h et β_h sont définies selon l'équation B.3b. Dans ce cas, les coefficients de proportionnalité des forces élastiques incluent l'effet des forces inertielles dont la contribution aérodynamique est généralement négligeable. L'équation B.3b doit aussi être utilisée pour un mouvement forcé à vitesse absolue constante puisque l'accélération est nulle dans ce cas.

$$\mathbf{X}_h \beta_h = \mathbf{y}_h \quad (\text{B.2})$$

$$\mathbf{X}_h = \begin{bmatrix} \ddot{h}(t_0) & \dot{h}(t_0) & h(t_0) & 1 \\ \vdots & \vdots & \vdots & \vdots \\ \ddot{h}(t_{n-1}) & \dot{h}(t_{n-1}) & h(t_{n-1}) & 1 \end{bmatrix} \quad \beta_h = \begin{bmatrix} m_{ph} & m_{hh} & m_{\alpha h} \\ c_{ph} & c_{hh} & c_{\alpha h} \\ k_{ph} & k_{hh} & k_{\alpha h} \\ D_s & L_s & M_s \end{bmatrix} \quad (\text{B.3a})$$

$$\mathbf{X}_h = \begin{bmatrix} \dot{h}(t_0) & h(t_0) & 1 \\ \vdots & \vdots & \vdots \\ \dot{h}(t_{n-1}) & h(t_{n-1}) & 1 \end{bmatrix} \quad \beta_h = \begin{bmatrix} c_{ph} & c_{hh} & c_{\alpha h} \\ k_{ph} & k_{hh} & k_{\alpha h} \\ D_s & L_s & M_s \end{bmatrix} \quad (\text{B.3b})$$

$$\mathbf{y}_p = \begin{bmatrix} D_{tot}(t_0) & L_{tot}(t_0) & M_{tot}(t_0) \\ \vdots & \vdots & \vdots \\ D_{tot}(t_{n-1}) & L_{tot}(t_{n-1}) & M_{tot}(t_{n-1}) \end{bmatrix} \quad (\text{B.3c})$$

Étant donné que le système présenté à l'équation B.2 est surdéterminé, il n'est pas possible de déterminer une solution pour la matrice des inconnues β_h . Par contre, il est possible de trouver une solution au sens des moindres carrés $\hat{\beta}_h$ pour β_h :

$$(\mathbf{X}_h^T \mathbf{X}_h) \hat{\beta}_h = \mathbf{X}_h^T \mathbf{y}_h \quad \hat{\beta}_h = (\mathbf{X}_h^T \mathbf{X}_h)^{-1} (\mathbf{X}_h^T \mathbf{y}_h) \quad (\text{B.4})$$

Lors d'essais en régime forcé réalisés avec le montage de la figure 3.5, les forces inertielles de la maquette sont aussi mesurées par les cellules de charge. Alors, ces forces s'ajoutent aux forces aérodynamiques. Il est donc nécessaire de faire un essai sans vent et un essai avec vent afin d'isoler les forces auto-excitées. De cette façon, une matrice $\hat{\beta}_{h0}$ est obtenue pour les essais sans vent et une matrice $\hat{\beta}_h$ est obtenue pour les essais avec vent. Dans les deux cas, un mouvement est imposé à la maquette. En soustrayant ces deux matrices, on obtient la matrice $\hat{\gamma}_h$ qui contient seulement l'effet des forces auto-excitées (équation B.5). En fait, la matrice $\hat{\gamma}_h$ contient les coefficients instationnaires dimensionnels.

$$\hat{\gamma}_h = \hat{\beta}_h - \hat{\beta}_{h0} \quad (\text{B.5})$$

B.2 Essais en régime forcé harmonique

Pour les essais en régime forcé harmonique, le déplacement vertical $h(t)$ s'exprime :

$$h(t) = h_o \sin(\omega_h t) \quad (\text{B.6})$$

où h_o est l'amplitude du mouvement vertical; $\omega_h = 2\pi f_h$ est la fréquence angulaire verticale et f_h est la fréquence verticale. À l'aide des équations B.3b, B.3c, B.4 et B.5, les coefficients instationnaires dimensionnels sont calculés. Par la suite, les coefficients instationnaires relatifs au déplacement vertical peuvent être calculés selon leur définition aux équations 2.30–2.32 :

$$P_5^* = \frac{2}{\rho(2b^2)\omega_h} \hat{\gamma}_{h11} \quad P_6^* = \frac{2}{\rho(2b^2)\omega_h^2} \hat{\gamma}_{h21} \quad (\text{B.7})$$

$$H_1^* = \frac{2}{\rho(2b^2)\omega_h} \hat{\gamma}_{h12} \quad H_4^* = \frac{2}{\rho(2b^2)\omega_h^2} \hat{\gamma}_{h22} \quad (\text{B.8})$$

$$A_1^* = \frac{2}{\rho(2b^3)\omega_h} \hat{\gamma}_{h13} \quad A_4^* = \frac{2}{\rho(2b^3)\omega_h^2} \hat{\gamma}_{h23} \quad (\text{B.9})$$

où $\hat{\gamma}_{hij}$ est le coefficient de la ligne i et de la colonne j de la matrice $\hat{\gamma}_h$. La détermination des autres coefficients instationnaires se fait similairement, mais à partir d'essais en régime forcé horizontal et en régime forcé en rotation.

B.3 Essais en régime forcé à vitesse absolue constante

Pour les essais en régime forcé à vitesse absolue constante, le déplacement vertical $h(t)$ est :

$$h(t) = \text{triang}(h_o, f_h, t) \quad (\text{B.10})$$

où triang est une fonction représentant une onde triangulaire d'amplitude h_o et de fréquence f_h . Les équations B.3b, B.3c, B.4 et B.5 permettent le calcul des coefficients instationnaires dimensionnels. Ensuite, les coefficients instationnaires temporels relatifs au déplacement vertical issus des essais en régime forcé à vitesse absolue constante sont calculés selon leur définition aux équations 4.7 et 4.8 :

$$P_5^{t*} = \frac{2}{\rho(2b)|\dot{h}|} \hat{\gamma}_{h11} \quad P_6^{t*} = \frac{2}{\rho(2)|\dot{h}|^2} \hat{\gamma}_{h21} \quad (\text{B.11})$$

$$H_1^{t*} = \frac{2}{\rho(2b)|\dot{h}|} \hat{\gamma}_{h12} \quad H_4^{t*} = \frac{2}{\rho(2)|\dot{h}|^2} \hat{\gamma}_{h22} \quad (\text{B.12})$$

$$A_1^{t*} = \frac{2}{\rho(2b^2)|\dot{h}|} \hat{\gamma}_{h_{13}} \quad A_4^{t*} = \frac{2}{\rho(2b)|\dot{h}|^2} \hat{\gamma}_{h_{23}} \quad (\text{B.13})$$

La détermination des autres coefficients instationnaires temporels issus des essais en régime forcé à vitesse absolue constante se fait d'une façon similaire, mais à partir d'essais en régime forcé horizontal et en régime forcé en rotation.

B.4 Essais en régime forcé à accélération absolue constante

Pour les essais en régime forcé à accélération absolue constante, le déplacement vertical $h(t)$ est :

$$h(t) = \text{parab}(h_o, f_h, t) \quad (\text{B.14})$$

où parab est une fonction représentant une onde parabolique d'amplitude h_o et de fréquence f_h . En utilisant les équations B.3a, B.3c, B.4 et B.5, les coefficients instationnaires dimensionnels sont extraits. Par la suite, les coefficients instationnaires temporels relatifs au déplacement vertical issus des essais en régime forcé à accélération absolue constante sont calculés selon leur définition à l'équation 4.6 :

$$P_9^{t*} = \frac{2}{\rho(2b^2)} \hat{\gamma}_{h_{11}} \quad (\text{B.15})$$

$$H_7^{t*} = \frac{2}{\rho(2b^2)} \hat{\gamma}_{h_{12}} \quad (\text{B.16})$$

$$A_7^{t*} = \frac{2}{\rho(2b^3)} \hat{\gamma}_{h_{13}} \quad (\text{B.17})$$

La détermination des autres coefficients instationnaires temporels issus des essais en régime forcé à accélération absolue constante se fait similairement, mais à partir d'essais en régime forcé horizontal et en régime forcé en rotation.

ANNEXE C

VÉRIFICATION DES CONFIGURATIONS VERTICALES DES ESSAIS EN RÉGIME FORCÉ

C.1 Méthodologie pour la vérification des configurations verticales

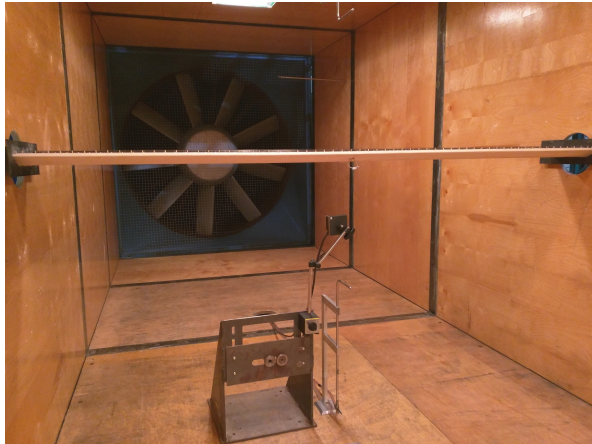
Lors des essais en régime forcé, l'imposition d'un mouvement à la maquette peut causer la déformation de cette dernière en raison des forces inertielles. Cela se produit principalement dans le cas d'un mouvement forcé vertical, car la rigidité verticale de la maquette est beaucoup plus faible que la rigidité horizontale et la rigidité en torsion. Cette déformation de la maquette doit être minimisée afin de pouvoir identifier le plus précisément possible les coefficients instationnaires.

L'approche utilisée pour vérifier que la maquette se déforme peu lors des essais en régime forcé a été de comparer les déplacements au centre de la maquette à ceux des extrémités correspondant à ceux de la balance. Cette vérification s'est limitée à un mouvement vertical, car c'est pour ce DDL que c'est le plus critique en raison de la plus faible rigidité. La mesure du déplacement au centre de la maquette a été faite en positionnant un capteur laser de déplacement sous la maquette tel que montré à la figure C.1. Le capteur laser utilisé était un Panasonic HL-G112-S-J (calibration : 12.33 mm/V). Pour les vérifications, c'est l'amplitude au centre de la maquette qui est comparée à la moyenne des amplitudes des extrémités de la maquette. Ces vérifications ont été faites pour les trois maquettes ainsi que pour chacune des configurations des essais en régime forcé harmonique, des essais en régime forcé à vitesse absolue constante et des essais en régime forcé à accélération absolue constante.

Il est à noter que ces vérifications ont été faites sans qu'il y ait de vent dans la soufflerie. De plus, pendant les essais en régime forcé (avec vent), le système pour soutenir le capteur laser du centre (figure C.1) ne se trouvait pas dans la soufflerie.

C.2 Essais en régime forcé harmonique

La figure C.2 montre un exemple de comparaison des déplacements verticaux à échelle réduite aux extrémités et au centre pour la maquette GB3 dans le cas d'essais en régime forcé harmonique. Les tableaux C.1–C.3 comparent les amplitudes verticales à échelle réduite aux extrémités et au centre respectivement pour les maquettes GB1, GB2 et GB3 dans le cas d'essais en régime forcé harmonique. Ces amplitudes verticales correspondent à la moyenne des sommets des déplacements.



(a) Positionnement du capteur laser



(b) Capteur laser et cible

Figure C.1 Mesure du déplacement au centre de la maquette

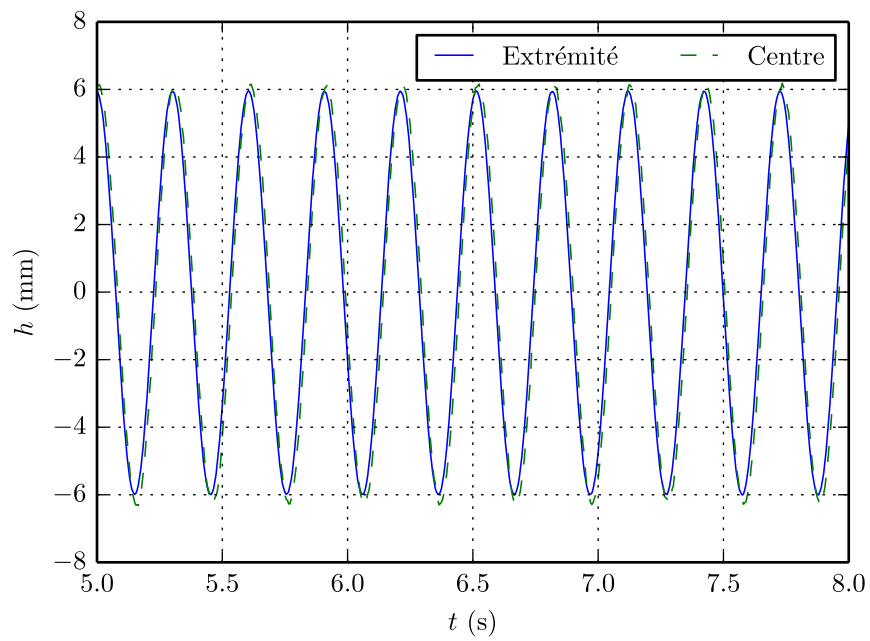


Figure C.2 Vérification des déplacements verticaux de la maquette GB3 pour la configuration S3A (échelle réduite)

Tableau C.1 Vérification des configurations verticales des essais en régime forcé harmonique pour la maquette GB1 (échelle réduite)

Paramètre	Configuration					
	S1A	S1B	S1C	S2A	S2B	S2C
h_o extrémité (mm)	3.0	4.2	5.5	2.9	4.2	5.5
h_o centre (mm)	3.2	4.5	5.7	3.3	4.5	5.7
Écart (%)	8.3	5.4	3.7	13.6	7.3	4.5
Paramètre	Configuration					
	S3A	S3B	S3C			
h_o extrémité (mm)	2.9	4.2	5.5			
h_o centre (mm)	3.4	4.6	5.8			
Écart (%)	16.8	10.9	6.5			

Tableau C.2 Vérification des configurations verticales des essais en régime forcé harmonique pour la maquette GB2 (échelle réduite)

Paramètre	Configuration					
	S1A	S1B	S1C	S2A	S2B	S2C
h_o extrémité (mm)	4.4	6.3	8.2	4.4	6.3	8.2
h_o centre (mm)	4.7	6.6	8.5	4.7	6.6	8.5
Écart (%)	5.7	4.3	3.4	8.1	5.0	3.7
Paramètre	Configuration					
	S3A	S3B	S3C			
h_o extrémité (mm)	4.4	6.2	8.1			
h_o centre (mm)	4.7	6.6	8.5			
Écart (%)	8.9	6.0	4.2			

Tableau C.3 Vérification des configurations verticales des essais en régime forcé harmonique pour la maquette GB3 (échelle réduite)

Paramètre	Configuration					
	S1A	S1B	S1C	S2A	S2B	S2C
h_o extrémité (mm)	6.0	8.6	11.1	6.0	8.5	11.1
h_o centre (mm)	6.2	8.7	11.3	6.2	8.7	11.3
Écart (%)	2.4	1.9	1.6	2.8	2.1	1.8
Paramètre	Configuration					
	S3A	S3B	S3C			
h_o extrémité (mm)	6.0	8.5	11.1			
h_o centre (mm)	6.2	8.7	11.3			
Écart (%)	4.2	2.7	2.1			

Les écarts relatifs entre les amplitudes aux extrémités et celles au centre sont faibles dans la plupart des cas pour les essais en régime forcé harmonique. Par contre, dans le cas de la maquette GB1 les écarts relatifs sont plus élevés, car cette maquette est plus flexible et les amplitudes sont plus faibles, ce qui signifie que de plus grandes fréquences doivent être utilisées pour une même vitesse RMS.

C.3 Essais en régime forcé à vitesse absolue constante

La figure C.3 montre un exemple de comparaison des déplacements verticaux à échelle réduite aux extrémités et au centre pour la maquette GB3 dans le cas d'essais en régime forcé à vitesse absolue constante. Les tableaux C.4–C.6 comparent les amplitudes verticales à échelle réduite aux extrémités et au centre respectivement pour les maquettes GB1, GB2 et GB3 dans le cas d'essais en régime forcé à vitesse absolue constante. Ces amplitudes verticales correspondent à la moyenne des sommets des déplacements.

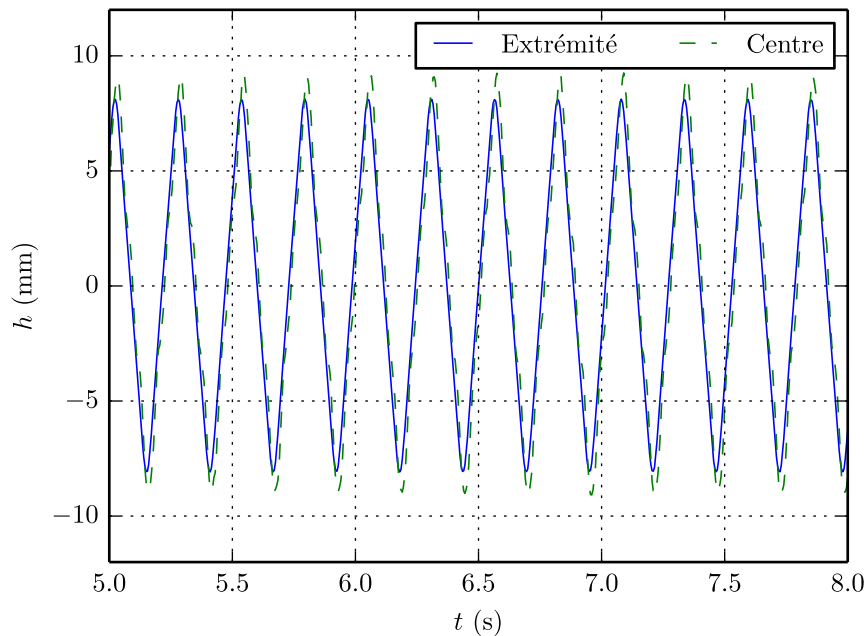


Figure C.3 Vérification des déplacements verticaux de la maquette GB3 pour la configuration TV5A (échelle réduite)

Pour les essais en régime forcé à vitesse absolue constante, les écarts relatifs entre les amplitudes aux extrémités et celles au centre sont beaucoup plus importants que ceux en régime forcé harmonique. Cela s'explique par le changement brusque de direction au niveau des transitions paraboliques. Puisque les transitions paraboliques ne sont pas considérées pour l'extraction des coefficients instationnaires temporels, les écarts obtenus ont été jugés comme acceptables.

Tableau C.4 Vérification des configurations verticales des essais en régime forcé à vitesse absolue constante pour la maquette GB1 (échelle réduite)

Paramètre	Configuration					
	TV1A	TV1B	TV2A	TV2B	TV3A	TV3B
h_o extrémité (mm)	4.1	6.1	4.0	6.1	3.9	6.1
h_o centre (mm)	4.5	6.3	4.9	6.6	4.7	6.8
Écart (%)	11.6	3.3	21.6	8.6	19.3	12.4

Paramètre	Configuration			
	TV4A	TV4B	TV5A	TV5B
h_o extrémité (mm)	3.9	6.0	3.9	6.0
h_o centre (mm)	8.1	6.4	4.6	7.5
Écart (%)	108.0	6.2	19.3	25.9

Tableau C.5 Vérification des configurations verticales des essais en régime forcé à vitesse absolue constante pour la maquette GB2 (échelle réduite)

Paramètre	Configuration					
	TV1A	TV1B	TV2A	TV2B	TV3A	TV3B
h_o extrémité (mm)	6.0	9.0	6.0	9.0	5.9	9.0
h_o centre (mm)	6.2	9.3	6.6	9.5	6.3	9.8
Écart (%)	3.9	2.9	9.8	4.7	6.3	8.1

Paramètre	Configuration			
	TV4A	TV4B	TV5A	TV5B
h_o extrémité (mm)	5.9	9.0	5.9	9.0
h_o centre (mm)	8.0	10.0	6.7	9.6
Écart (%)	35.3	11.4	14.4	7.7

Tableau C.6 Vérification des configurations verticales des essais en régime forcé à vitesse absolue constante pour la maquette GB3 (échelle réduite)

Paramètre	Configuration					
	TV1A	TV1B	TV2A	TV2B	TV3A	TV3B
h_o extrémité (mm)	8.2	12.3	8.2	12.3	8.2	12.3
h_o centre (mm)	8.4	12.5	8.5	12.6	8.8	12.9
Écart (%)	2.8	2.0	4.0	2.2	8.2	5.0

Paramètre	Configuration			
	TV4A	TV4B	TV5A	TV5B
h_o extrémité (mm)	8.1	12.3	8.1	12.3
h_o centre (mm)	9.2	12.9	9.1	13.3
Écart (%)	12.8	5.1	11.9	8.3

C.4 Essais en régime forcé à accélération absolue constante

La figure C.4 montre un exemple de comparaison des déplacements verticaux à échelle réduite aux extrémités et au centre pour la maquette GB3 dans le cas d'essais en régime forcé à accélération absolue constante. Les tableaux C.7–C.9 présentent une comparaison des amplitudes verticales à échelle réduite aux extrémités et au centre respectivement pour les maquettes GB1, GB2 et GB3 dans le cas d'essais en régime forcé à accélération absolue constante. Ces amplitudes verticales correspondent à la moyenne des sommets des déplacements.

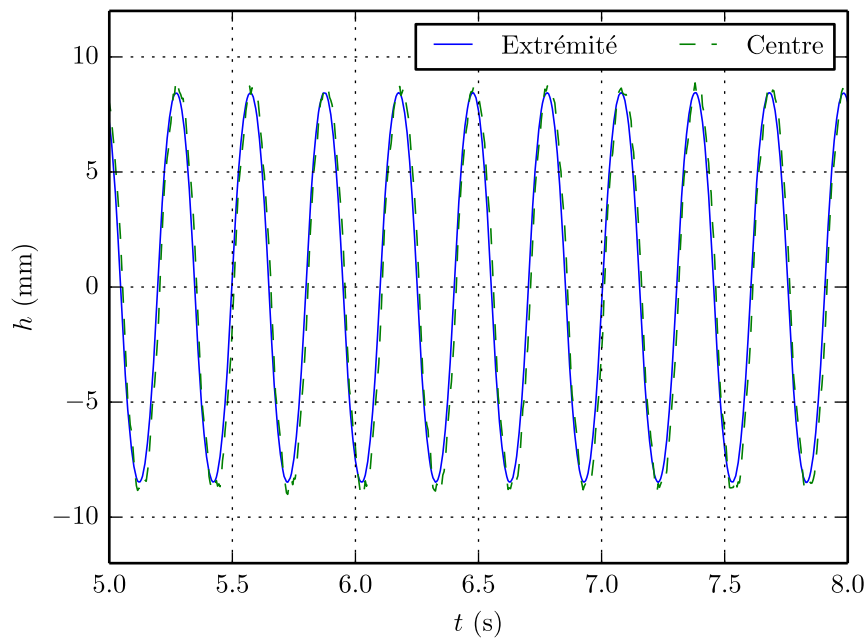


Figure C.4 Vérification des déplacements verticaux de la maquette GB3 pour la configuration TA5A (échelle réduite)

Dans la plupart des cas, les écarts relatifs entre les amplitudes aux extrémités et celles au centre sont relativement faibles pour les essais à accélération absolue constante. Par contre, dans le cas de la maquette GB1 les écarts relatifs sont plus élevés. Cela s'explique par le fait que cette maquette est plus flexible et que les amplitudes sont plus faibles, ce qui signifie que de plus grandes fréquences doivent être utilisées pour une même accélération constante.

Tableau C.7 Vérification des configurations verticales des essais en régime forcé à accélération absolue constante pour la maquette GB1 (échelle réduite)

Paramètre	Configuration					
	TA1A	TA1B	TA2A	TA2B	TA3A	TA3B
h_o extrémité (mm)	4.3	5.5	4.2	5.5	4.2	5.4
h_o centre (mm)	4.4	5.7	4.4	5.7	4.6	4.9
Écart (%)	3.8	3.4	4.2	3.4	8.8	8.2

Paramètre	Configuration			
	TA4A	TA4B	TA5A	TA5B
h_o extrémité (mm)	4.2	5.4	4.1	5.4
h_o centre (mm)	4.6	5.9	4.4	6.2
Écart (%)	10.2	9.4	5.2	14.6

Tableau C.8 Vérification des configurations verticales des essais en régime forcé à accélération absolue constante pour la maquette GB2 (échelle réduite)

Paramètre	Configuration					
	TA1A	TA1B	TA2A	TA2B	TA3A	TA3B
h_o extrémité (mm)	6.3	8.2	6.3	8.2	6.2	8.1
h_o centre (mm)	6.5	8.4	6.5	8.4	6.5	8.8
Écart (%)	2.9	3.1	4.3	2.8	3.8	8.8

Paramètre	Configuration			
	TA4A	TA4B	TA5A	TA5B
h_o extrémité (mm)	6.2	8.1	6.2	8.1
h_o centre (mm)	6.9	8.3	6.7	9.0
Écart (%)	11.0	3.3	8.1	11.9

Tableau C.9 Vérification des configurations verticales des essais en régime forcé à accélération absolue constante pour la maquette GB3 (échelle réduite)

Paramètre	Configuration					
	TA1A	TA1B	TA2A	TA2B	TA3A	TA3B
h_o extrémité (mm)	8.6	11.1	8.5	11.1	8.5	11.0
h_o centre (mm)	8.8	11.4	8.8	11.4	8.8	11.4
Écart (%)	2.6	2.3	2.8	2.8	3.7	3.1

Paramètre	Configuration			
	TA4A	TA4B	TA5A	TA5B
h_o extrémité (mm)	8.5	11.0	8.5	11.0
h_o centre (mm)	8.7	11.5	8.8	11.3
Écart (%)	2.9	4.0	3.8	2.7

ANNEXE D

FORCES AUTO-EXCITÉES ET INERTIELLES POUR LES ESSAIS EN RÉGIME FORCÉ

D.1 Méthodologie pour la comparaison des forces auto-excitées et inertielles

Pour les essais en régime forcé, la balance aérodynamique mesure des forces aérodynamiques et des forces inertielles. Ces forces inertielles sont causées par la masse de la maquette testée ainsi que par la masse des chariots mobiles de la balance. En raison de ces forces inertielles, il est plus difficile d'identifier les coefficients instationnaires et les coefficients instationnaires temporels. Afin d'obtenir une identification réaliste de ces coefficients, les forces inertielles doivent être les plus faibles possibles afin d'être en mesure de mesurer précisément les forces auto-excitées faisant partie des forces aérodynamiques.

Alors, des comparaisons des forces auto-excitées avec les forces inertielles pour les maquettes GB1, GB2 et GB3 ont été réalisées. Pour ce faire, les amplitudes des forces auto-excitées (F_{seo}) ont été déterminées analytiquement à partir des coefficients instationnaires identifiés expérimentalement. Aussi, les amplitudes des forces inertielles (F_{Io}) ont été calculées à l'aide des propriétés de masse (masse et inertie) des maquettes et des chariots de la balance. C'est le ratio de l'amplitude des forces auto-excitées sur l'amplitude des forces inertielles (F_{seo}/F_{Io}) qui est calculé pour effectuer la comparaison.

Tout comme pour la réalisation des essais en régime forcé, le ratio des forces auto-excitées aux forces inertielles est évalué en considérant un mouvement forcé selon un DDL à la fois. Les différentes configurations des essais en régime forcé ont été considérées pour cette comparaison. Alors, les amplitudes des forces auto-excitées pour une configuration d'essai donnée sont évaluées à partir des coefficients instationnaires correspondant à cette configuration. Il faut noter que les forces inertielles couplées sont toutes pratiquement nulles pour ces maquettes. Cela signifie que les forces couplées qui sont mesurées comprennent seulement les forces aérodynamiques dont les forces auto-excitées. De ce fait, il est seulement pertinent de calculer les ratios dans le cas des forces non couplées, par exemple, dans le cas d'une force auto-excitée de portance et d'une force inertielle verticale causées par un mouvement vertical.

Cette comparaison des forces auto-excitées et inertielles a seulement été effectuée pour les essais en régime forcé harmonique. En effet, cette vérification n'est pas pertinente pour les essais en régime forcé à vitesse absolue constante, car les forces inertielles sont nulles pour ces essais puisque l'accélération de la maquette est nulle. De plus, il n'a pas été jugé pertinent de réaliser cette comparaison dans le cas des essais en régime forcé à accélération

absolue constante parce que les paramètres dynamiques (amplitudes et fréquences) des configurations d'essai sont similaires à ceux des essais en régime forcé harmonique.

D.2 Comparaison pour les essais en régime forcé harmonique

Les tableaux D.1–D.3 comparent les forces auto-excitées aux forces inertielles pour les maquettes GB1, GB2, et GB3 dans le cas d'essais en régime forcé harmonique pour un écoulement peu turbulent. Le critère de comparaison utilisé est le ratio des amplitudes des forces auto-excitées et inertielles (F_{seo}/F_{Io}). Les ratios des forces auto-excitées et inertielles ont été calculés pour un mouvement selon chacun des DDL (horizontal p , vertical h et en rotation α), pour quatre vitesses de vent de 7–28 m/s et pour les 9 configurations des essais en régime forcé harmonique.

Tout d'abord, de façon générale, le ratio des forces auto-excitées et inertielles est plus grand pour des vitesses de vent plus importantes. Pour un mouvement forcé en rotation (DDL α), on note que les ratios des forces auto-excitées et inertielles sont supérieurs à 1 pour les trois maquettes sauf pour certaines configurations à plus basse vitesse de vent. Cela indique que les forces auto-excitées en rotation sont plus importantes que les effets inertielles. Dans le cas d'un mouvement selon le DDL horizontal (p), les ratios des forces sont inférieurs à 0.1, ce qui indique que les forces auto-excitées sont très faibles par rapport aux forces inertielles. Cela explique la grande dispersion des coefficients instationnaires non couplés relatifs au déplacement horizontal (P_1^* et P_4^*). Pour un mouvement forcé vertical (DDL h), les ratios des forces sont inférieurs à 1 pour les trois maquettes. Néanmoins pour des vitesses de vent importantes dans le cas de la maquette GB3, les ratios démontrent que les forces auto-excitées sont de la même ordre de grandeur que les forces inertielles.

Tableau D.1 Comparaison des forces auto-excitées et inertielles pour la maquette GB1 (régime forcé harmonique)

DDL	U (m/s)	F_{seo}/F_{Io}								
		S1A	S1B	S1C	S2A	S2B	S2C	S3A	S3B	S3C
p	7	0.005	0.021	0.001	0.053	0.004	0.025	0.083	0.015	0.020
	14	0.007	0.035	0.001	0.072	0.004	0.030	0.122	0.032	0.016
	21	0.006	0.040	0.005	0.057	0.001	0.013	0.117	0.049	0.013
	28	0.003	0.037	0.011	0.009	0.005	0.025	0.068	0.067	0.065
h	7	0.041	0.069	0.099	0.021	0.025	0.046	0.014	0.012	0.062
	14	0.087	0.150	0.192	0.053	0.060	0.104	0.043	0.037	0.109
	21	0.137	0.240	0.280	0.098	0.109	0.175	0.090	0.093	0.139
	28	0.194	0.337	0.368	0.157	0.173	0.263	0.156	0.179	0.155
α	7	0.197	0.474	0.883	0.093	0.219	0.382	0.073	0.118	0.206
	14	0.918	2.157	3.878	0.425	0.939	1.735	0.259	0.551	0.971
	21	2.334	5.256	9.376	1.067	2.370	4.242	0.629	1.369	2.404
	28	4.448	9.980	17.684	2.062	4.552	8.053	1.245	2.646	4.610

D.2. COMPARAISON POUR LES ESSAIS EN RÉGIME FORCÉ HARMONIQUE 153

Tableau D.2 Comparaison des forces auto-excitées et inertielles pour la maquette GB2 (régime forcé harmonique)

DDL	U (m/s)	F_{seo}/F_{Io}								
		S1A	S1B	S1C	S2A	S2B	S2C	S3A	S3B	S3C
p	7	0.021	0.003	0.001	0.009	0.021	0.015	0.013	0.039	0.017
	14	0.031	0.004	0.006	0.014	0.037	0.018	0.015	0.043	0.030
	21	0.029	0.004	0.014	0.015	0.048	0.008	0.006	0.014	0.039
	28	0.015	0.004	0.024	0.012	0.054	0.014	0.014	0.048	0.043
h	7	0.068	0.073	0.115	0.049	0.065	0.107	0.053	0.061	0.060
	14	0.162	0.206	0.306	0.112	0.153	0.234	0.119	0.131	0.135
	21	0.277	0.383	0.534	0.191	0.269	0.387	0.197	0.213	0.230
	28	0.415	0.575	0.754	0.286	0.414	0.568	0.282	0.308	0.350
α	7	0.291	0.690	1.195	0.131	0.303	0.522	0.060	0.167	0.291
	14	1.331	3.076	5.610	0.596	1.338	2.480	0.357	0.772	1.374
	21	3.289	7.509	13.535	1.499	3.371	6.040	0.909	1.924	3.411
	28	6.371	14.336	25.495	2.918	6.492	11.527	1.714	3.728	6.569

Tableau D.3 Comparaison des forces auto-excitées et inertielles pour la maquette GB3 (régime forcé harmonique)

DDL	U (m/s)	F_{seo}/F_{Io}								
		S1A	S1B	S1C	S2A	S2B	S2C	S3A	S3B	S3C
p	7	0.014	0.024	0.007	0.006	0.013	0.012	0.032	0.018	0.014
	14	0.020	0.036	0.013	0.003	0.014	0.020	0.056	0.027	0.018
	21	0.017	0.038	0.019	0.011	0.002	0.025	0.073	0.028	0.011
	28	0.007	0.028	0.025	0.034	0.023	0.027	0.082	0.021	0.007
h	7	0.149	0.189	0.254	0.120	0.111	0.171	0.043	0.086	0.114
	14	0.299	0.440	0.547	0.235	0.254	0.375	0.128	0.197	0.260
	21	0.468	0.731	0.899	0.346	0.444	0.618	0.240	0.336	0.443
	28	0.674	1.038	1.317	0.457	0.684	0.904	0.348	0.506	0.668
α	7	0.418	0.938	1.722	0.237	0.434	0.753	0.079	0.253	0.440
	14	1.953	4.399	8.081	0.857	1.925	3.519	0.514	1.094	1.944
	21	4.681	10.882	19.585	2.155	4.828	8.694	1.306	2.748	4.896
	28	9.325	21.012	37.741	4.244	9.476	17.057	2.455	5.447	9.645

De cette analyse, on peut conclure que les coefficients instationnaires non couplés relatifs à la rotation (A_2^* et A_3^*) sont précis. Effectivement, dans le cas d'un mouvement en rotation, les ratios des forces auto-excitées et inertielles sont grands, ce qui s'explique par le faible moment d'inertie de masse des maquettes. Les coefficients instationnaires non couplés relatifs au déplacement vertical (H_1^* et H_4^*) ont une précision satisfaisante. Dans le cas des coefficients instationnaires non couplés relatifs au déplacement horizontal (P_1^* et P_4^*), ceux-ci ont une valeur plutôt qualitative. Comme il a été mentionné précédemment, les forces inertielles couplées sont pratiquement nulles, ce qui indique que les seules forces

mesurées sont les forces aérodynamiques comprenant les forces auto-excitées. Cela signifie que les coefficients instationnaires couplés sont relativement précis.

ANNEXE E

RÉSULTATS BRUTS DES COEFFICIENTS INSTATIONNAIRES

E.1 Coefficients instationnaires de la maquette GB3 en régime libre

Les figures E.1 et E.2 présentent les coefficients instationnaires de la maquette GB3 mesurés en régime libre pour un écoulement peu turbulent et un écoulement turbulent.

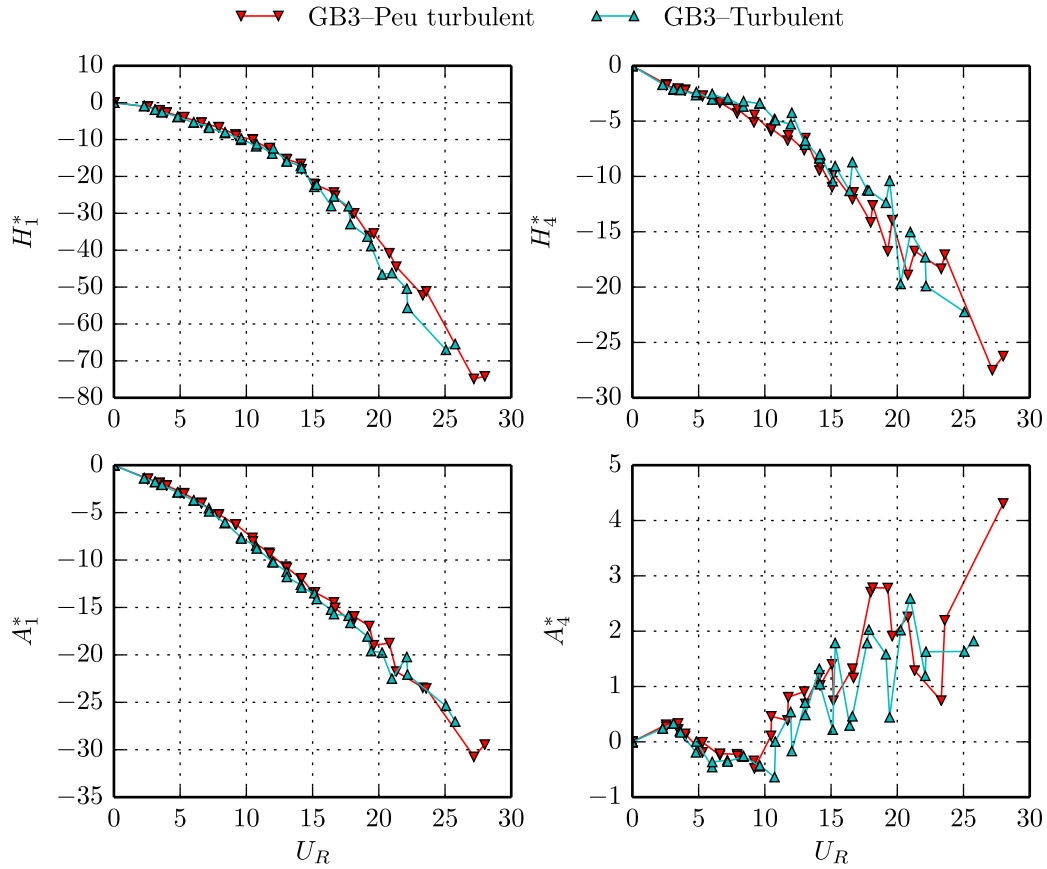


Figure E.1 Coefficients instationnaires de la maquette GB3 relatifs au déplacement vertical (régime libre)

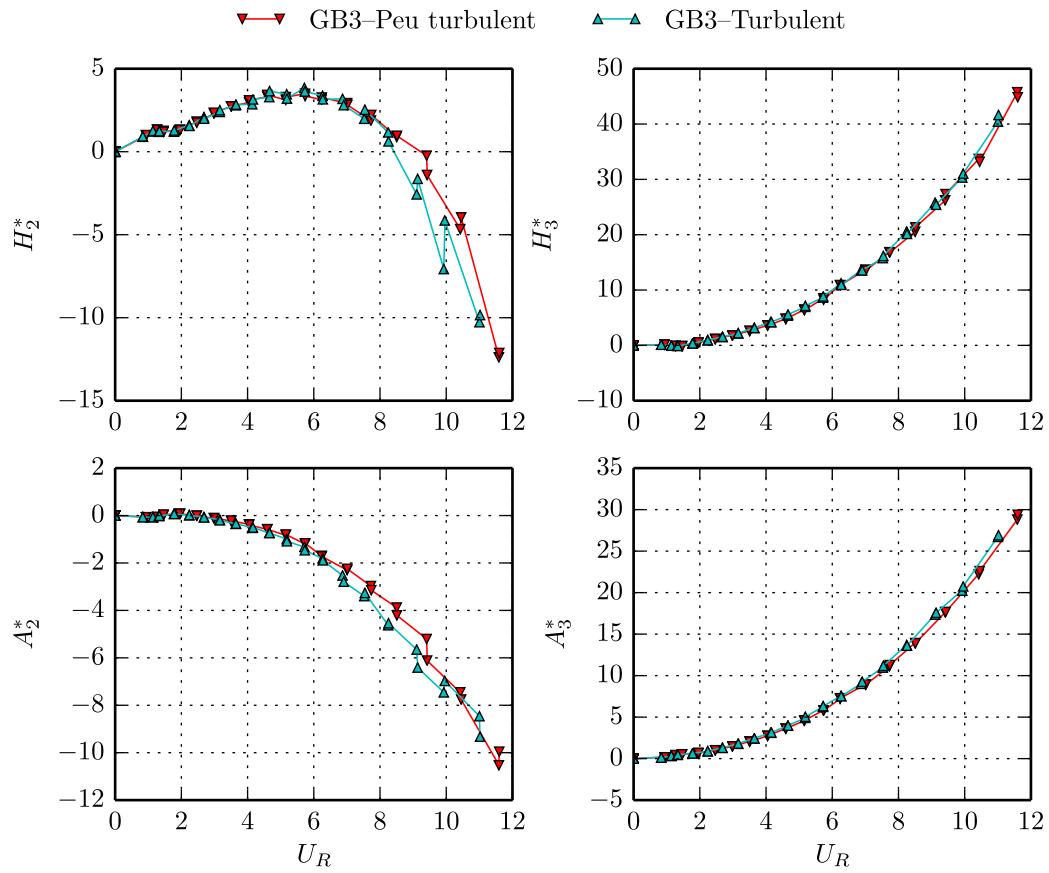


Figure E.2 Coefficients instationnaires de la maquette GB3 relatifs à la rotation (régime libre)

E.2 Coefficients instationnaires de la maquette GB1 en régime forcé

Les figures E.3–E.5 présentent les coefficients instationnaires de la maquette GB1 mesurés en régime forcé pour un écoulement peu turbulent.

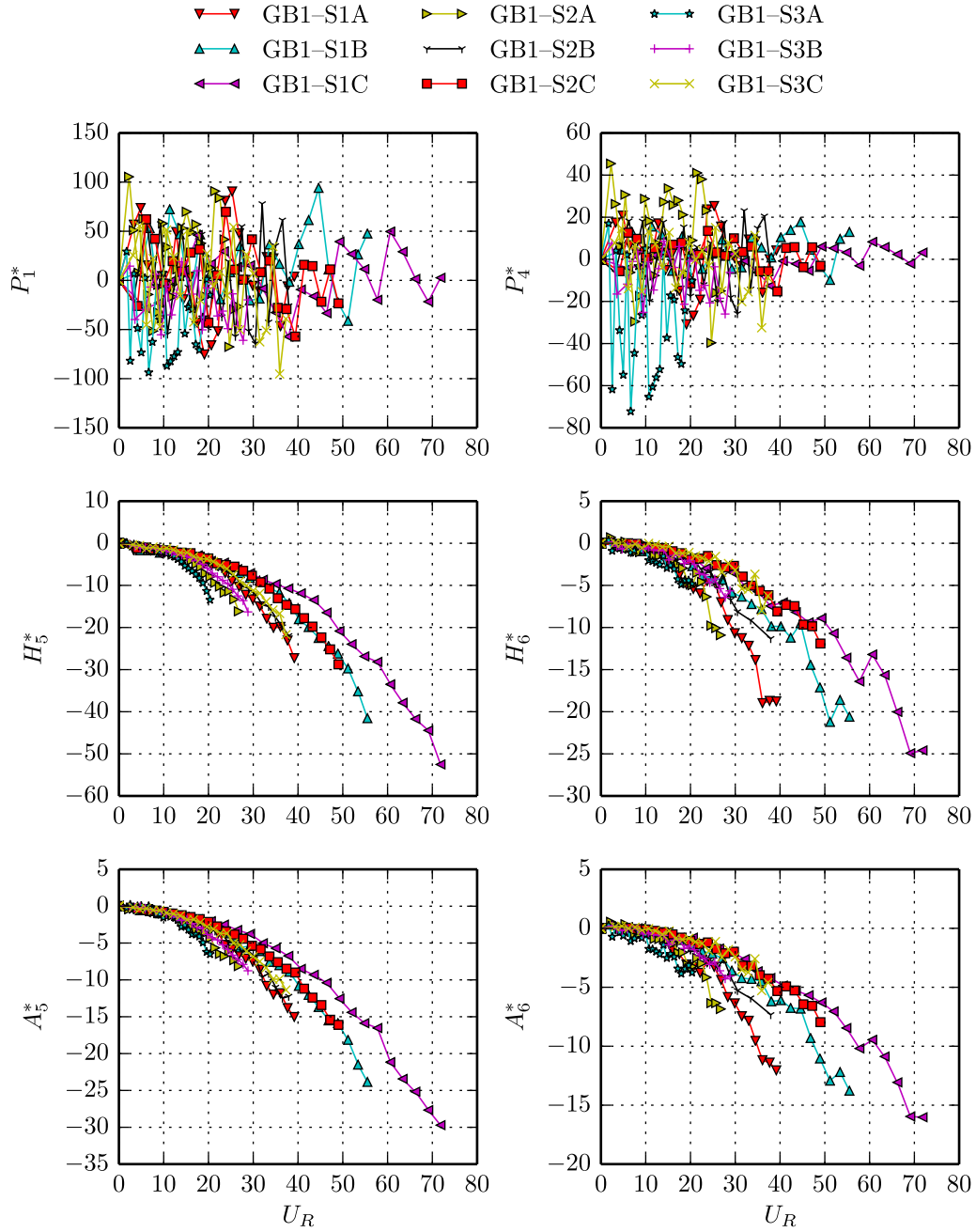


Figure E.3 Coefficients instationnaires de la maquette GB1 relatifs au déplacement horizontal pour un écoulement peu turbulent (régime forcé)

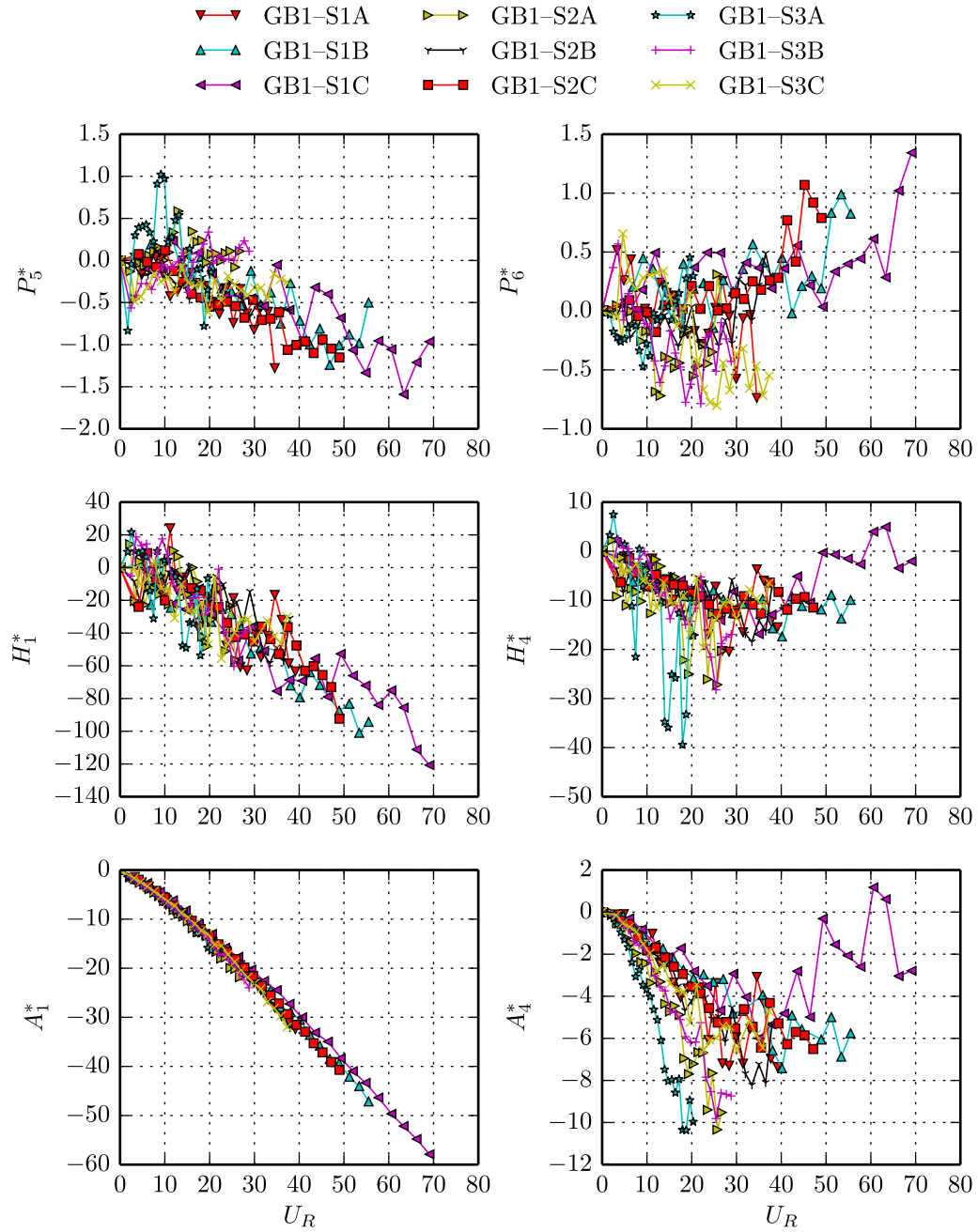


Figure E.4 Coefficients instationnaires de la maquette GB1 relatifs au déplacement vertical pour un écoulement peu turbulent (régime forcé)

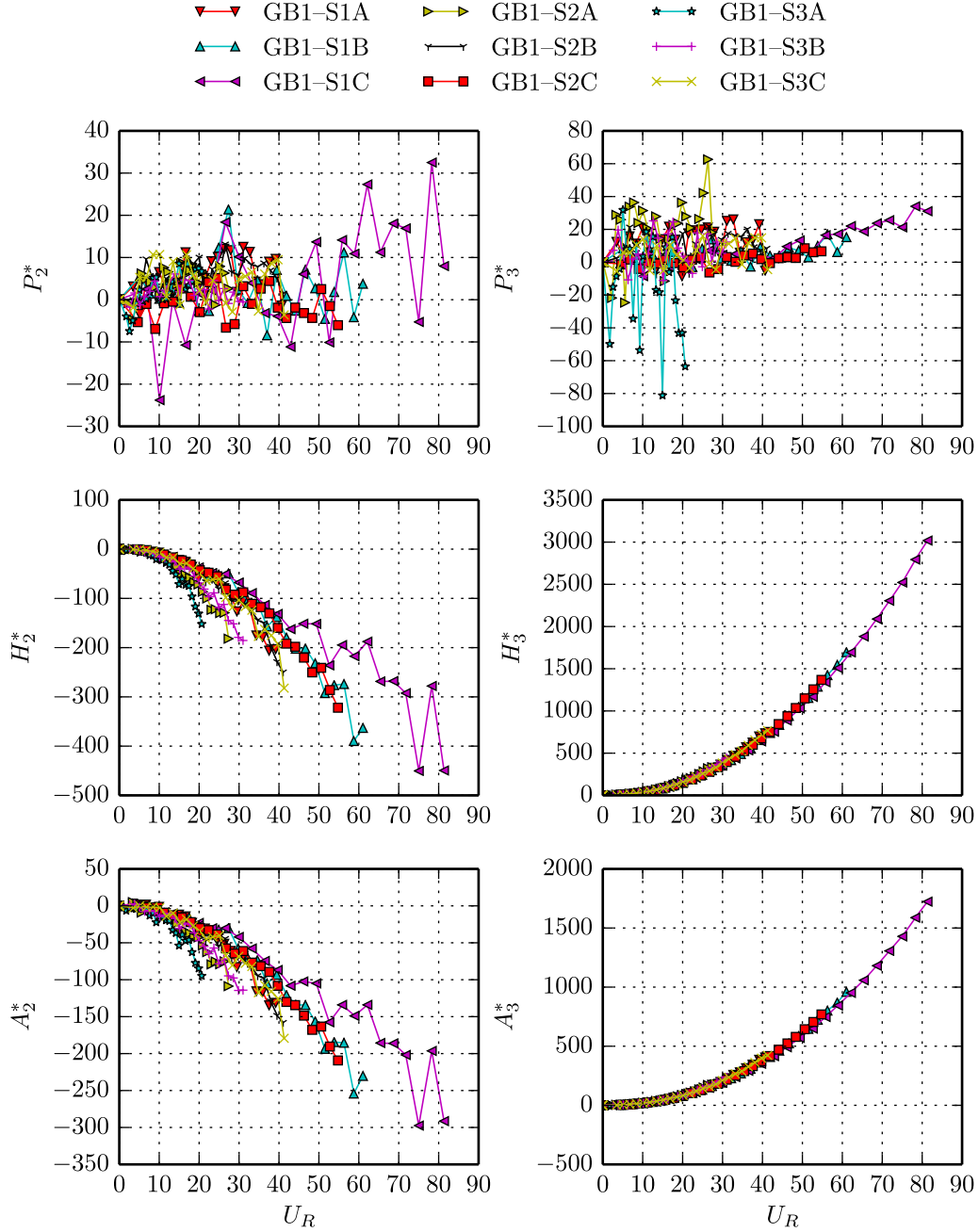


Figure E.5 Coefficients instationnaires de la maquette GB1 relatifs à la rotation pour un écoulement peu turbulent (régime forcé)

E.3 Coefficients instationnaires de la maquette GB2 en régime forcé

Les figures E.6–E.8 présentent les coefficients instationnaires de la maquette GB2 mesurés en régime forcé pour un écoulement peu turbulent.

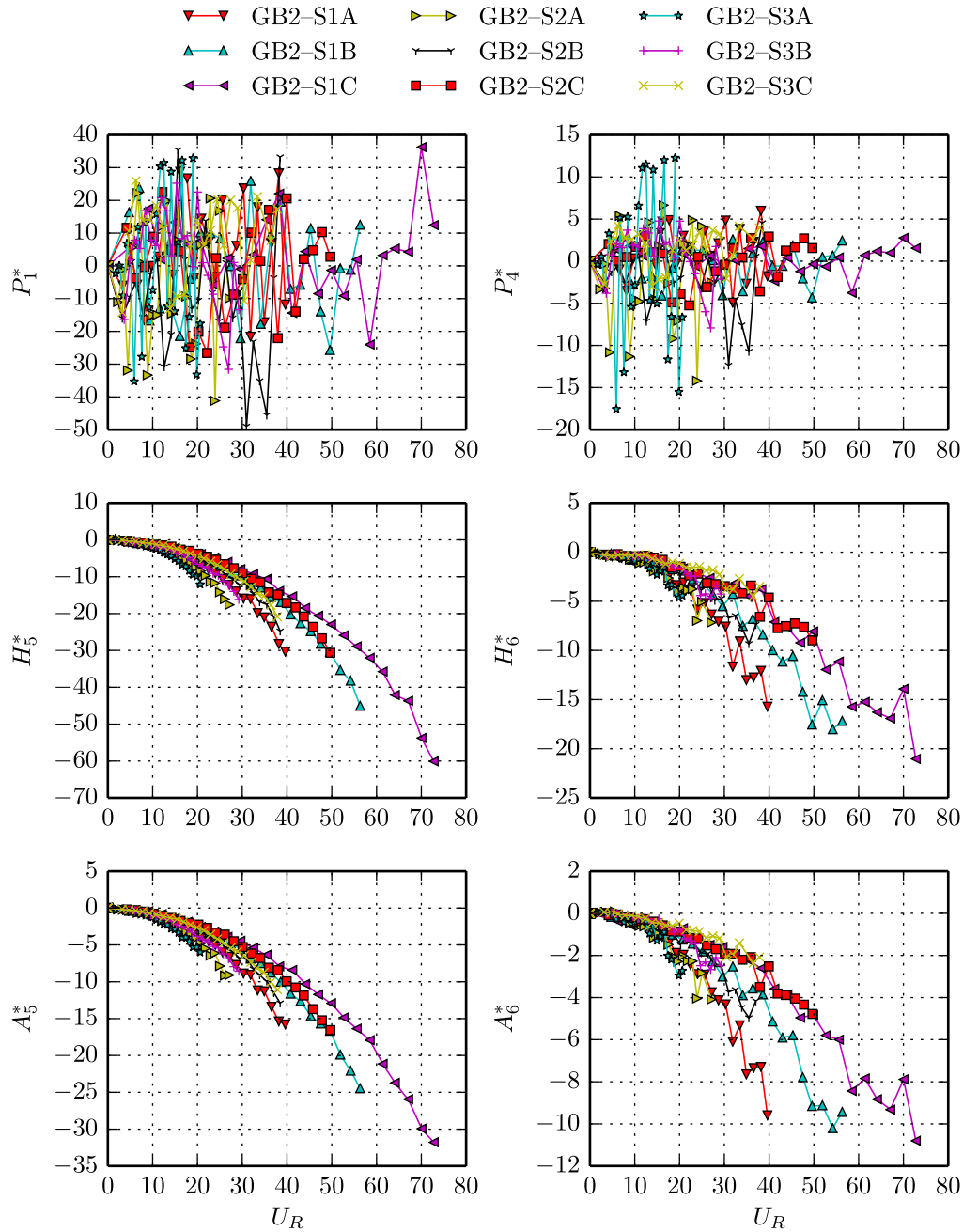


Figure E.6 Coefficients instationnaires de la maquette GB2 relatifs au déplacement horizontal pour un écoulement peu turbulent (régime forcé)

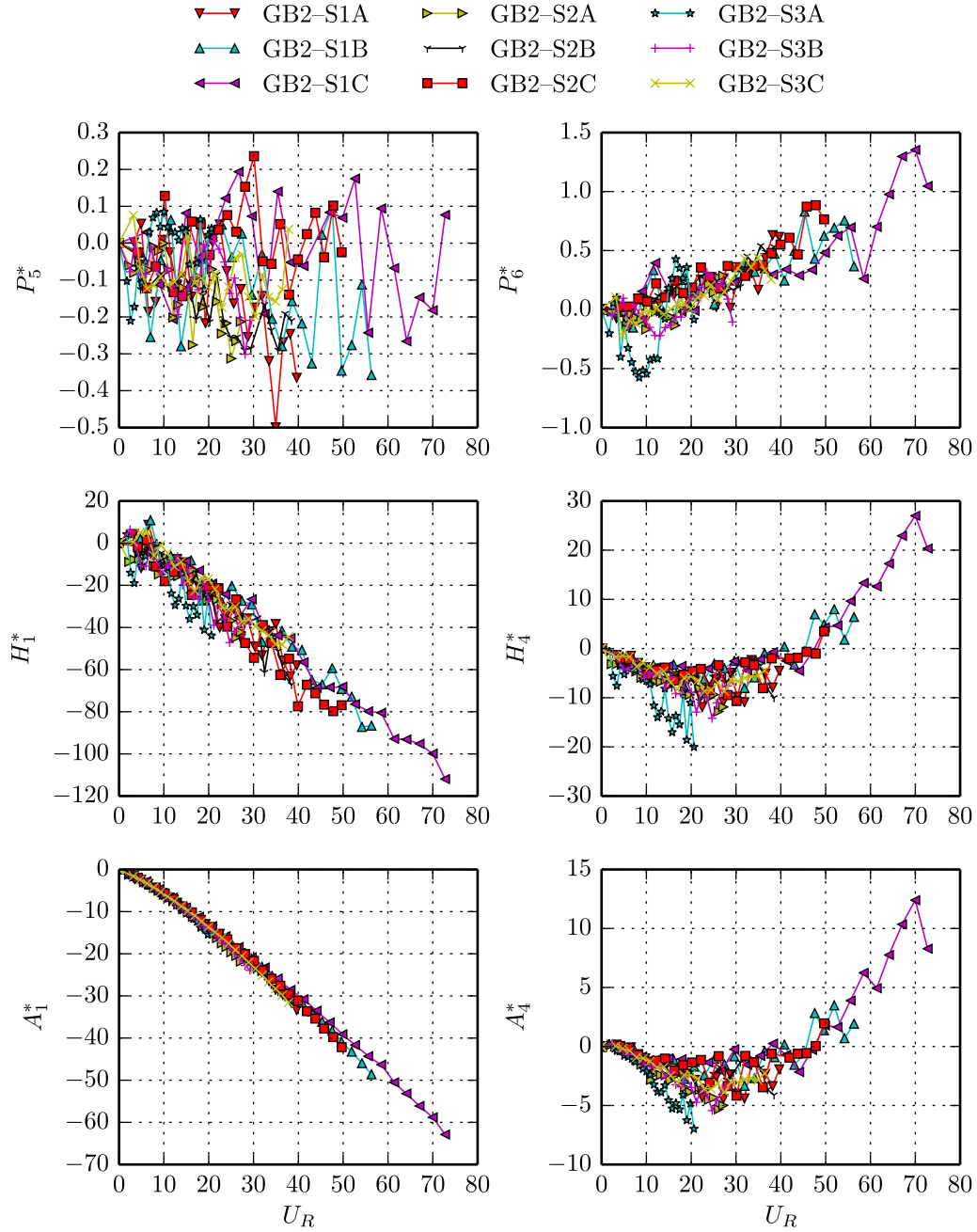


Figure E.7 Coefficients instationnaires de la maquette GB2 relatifs au déplacement vertical pour un écoulement peu turbulent (régime forcé)

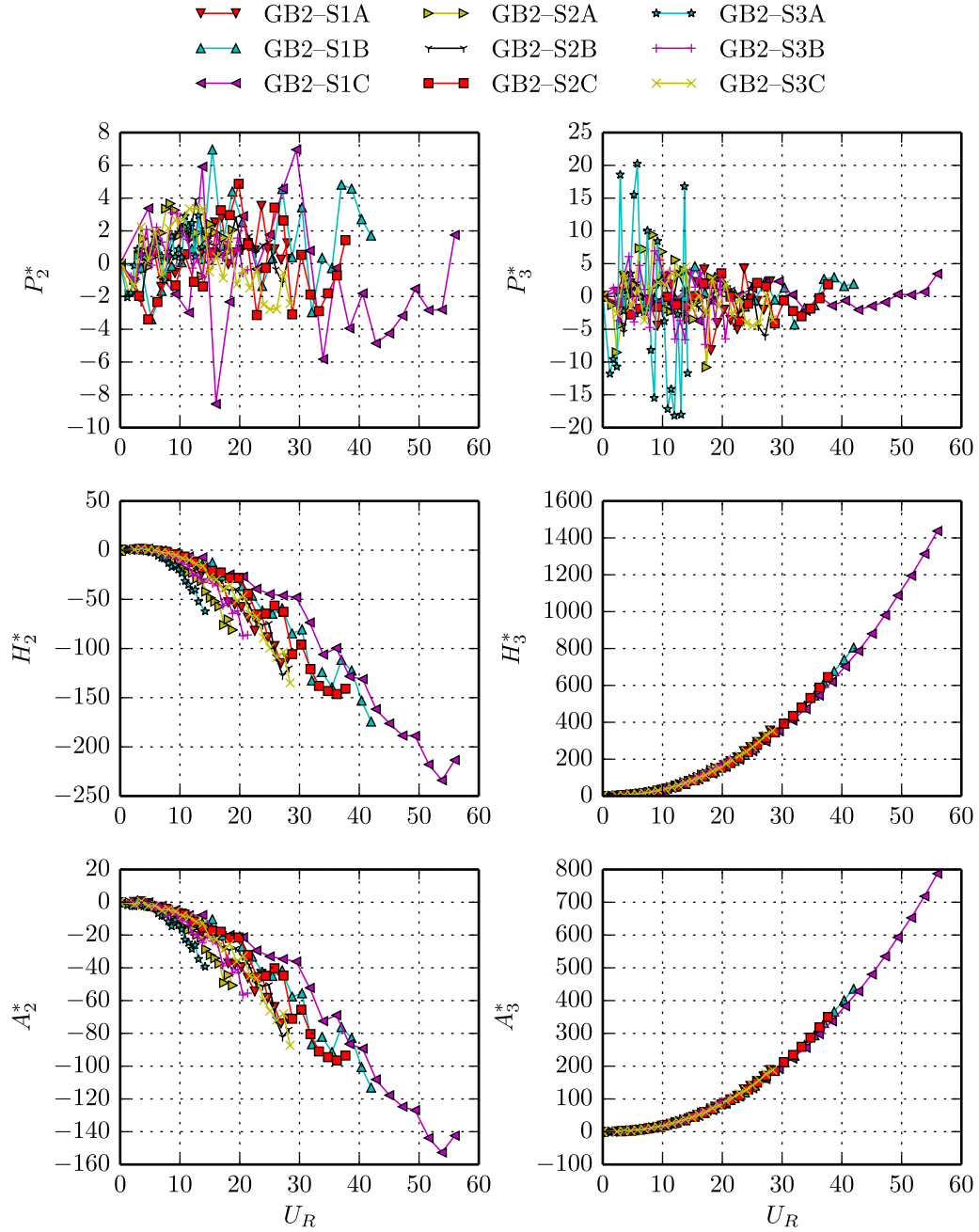


Figure E.8 Coefficients instationnaires de la maquette GB2 relatifs à la rotation pour un écoulement peu turbulent (régime forcé)

E.4 Coefficients instationnaires de la maquette GB3 en régime forcé

Les figures E.9–E.10 présentent les coefficients instationnaires de la maquette GB3 mesurés en régime forcé pour un écoulement peu turbulent.

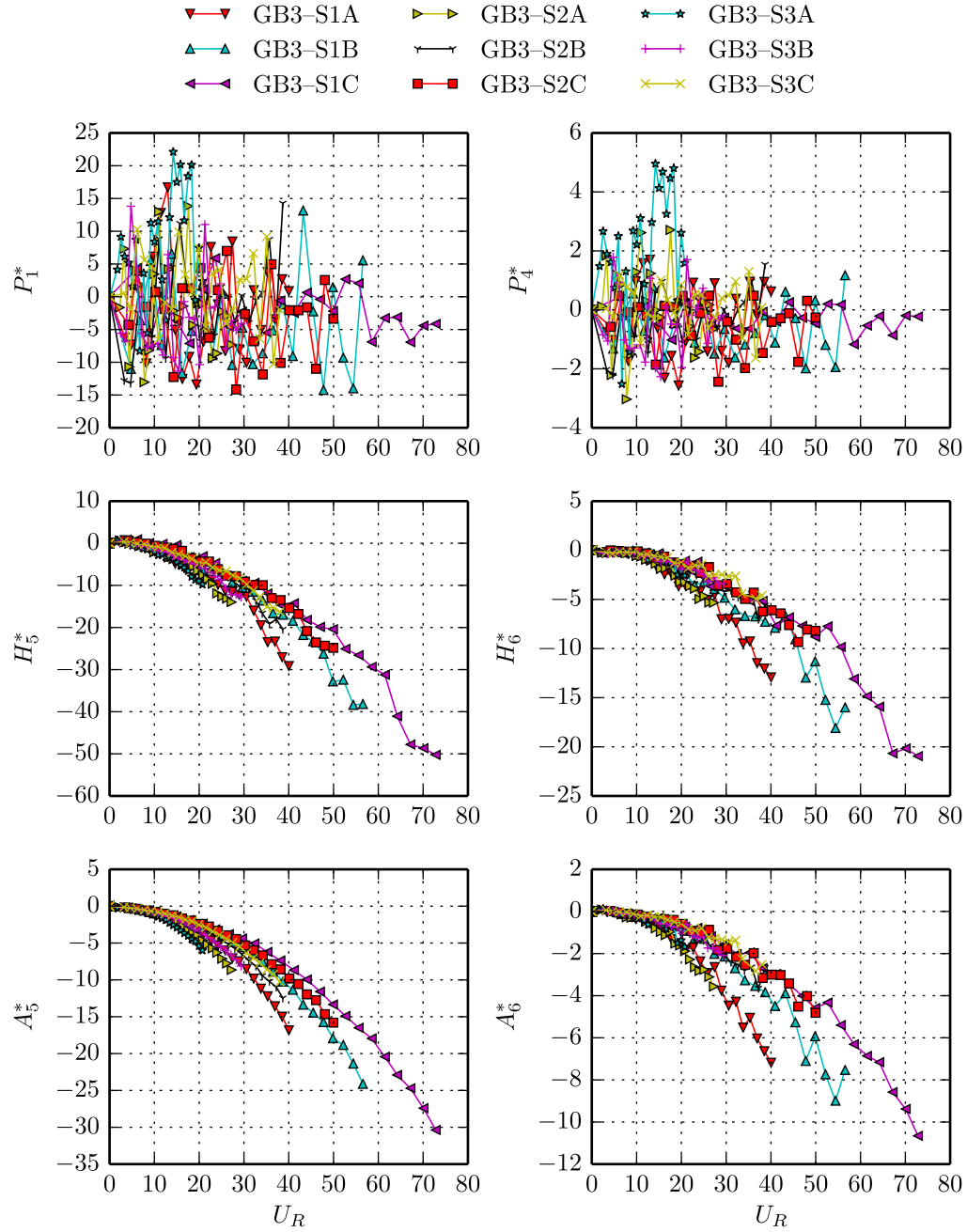


Figure E.9 Coefficients instationnaires de la maquette GB3 relatifs au déplacement horizontal pour un écoulement peu turbulent (régime forcé)

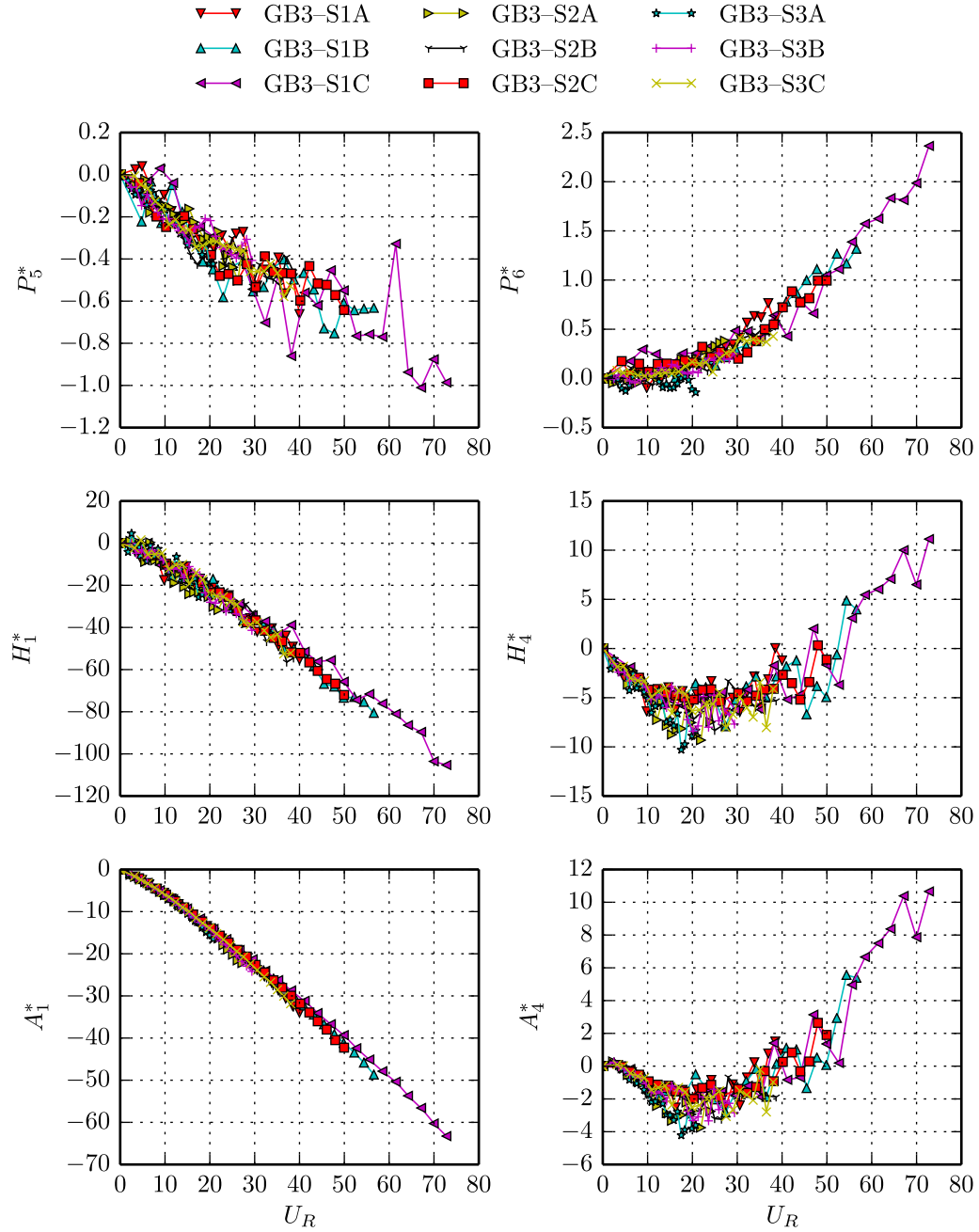


Figure E.10 Coefficients instationnaires de la maquette GB3 relatifs au déplacement vertical pour un écoulement peu turbulent (régime forcé)

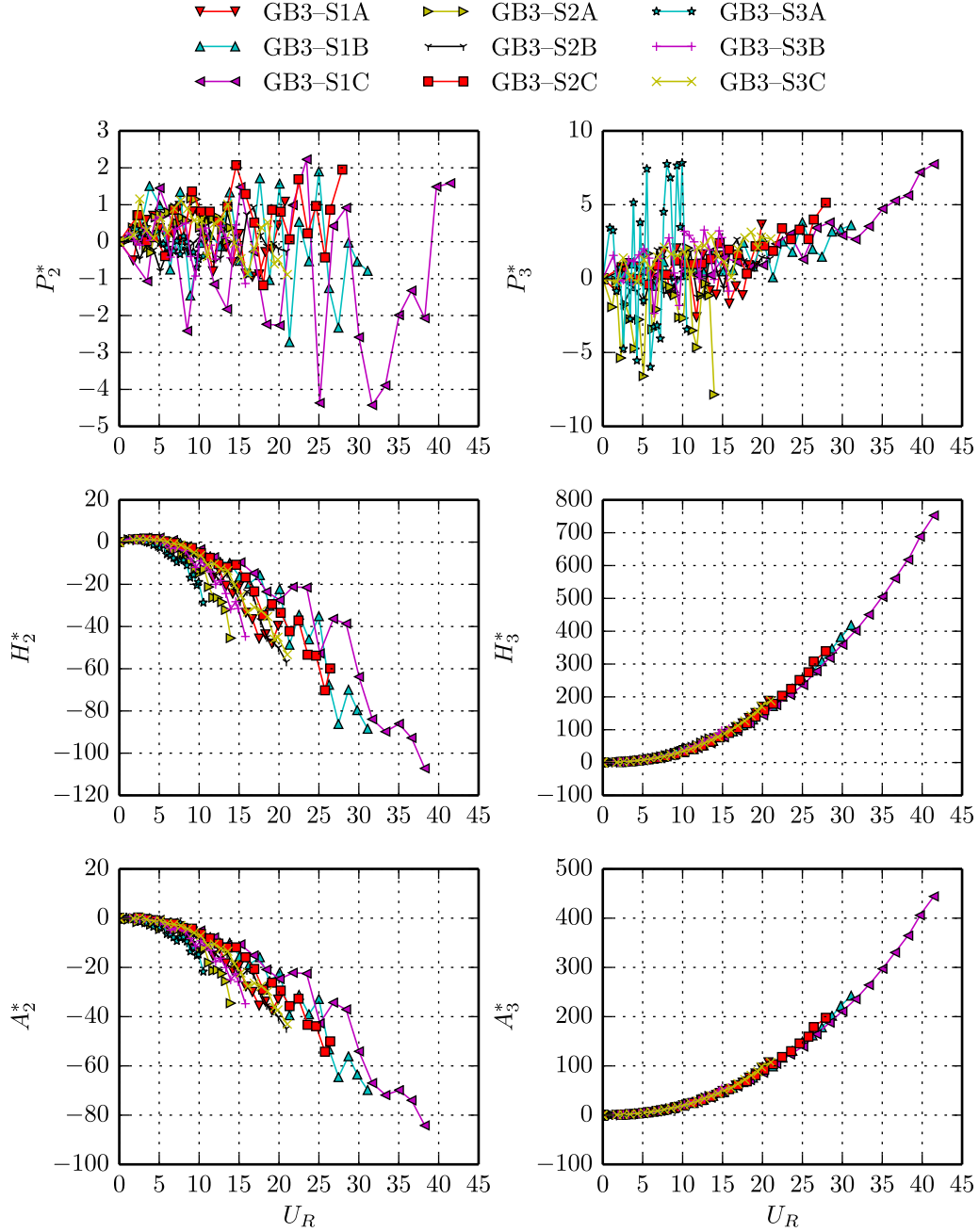


Figure E.11 Coefficients instationnaires de la maquette GB3 relatifs à la rotation pour un écoulement peu turbulent (régime forcé)

Les figures E.12–E.14 présentent les coefficients instationnaires de la maquette GB3 mesurés en régime forcé pour un écoulement turbulent.

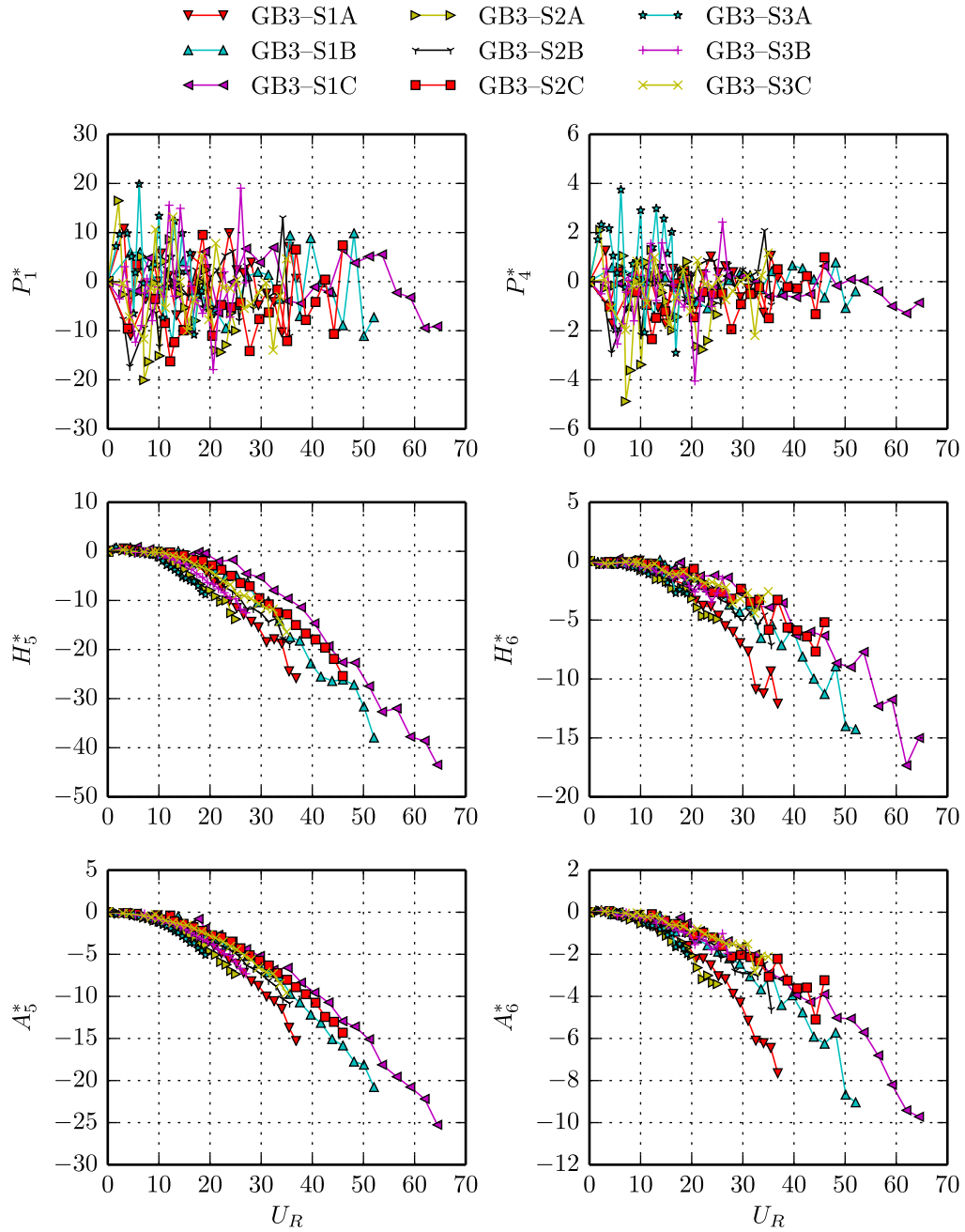


Figure E.12 Coefficients instationnaires de la maquette GB3 relatifs au déplacement horizontal pour un écoulement turbulent (régime forcé)

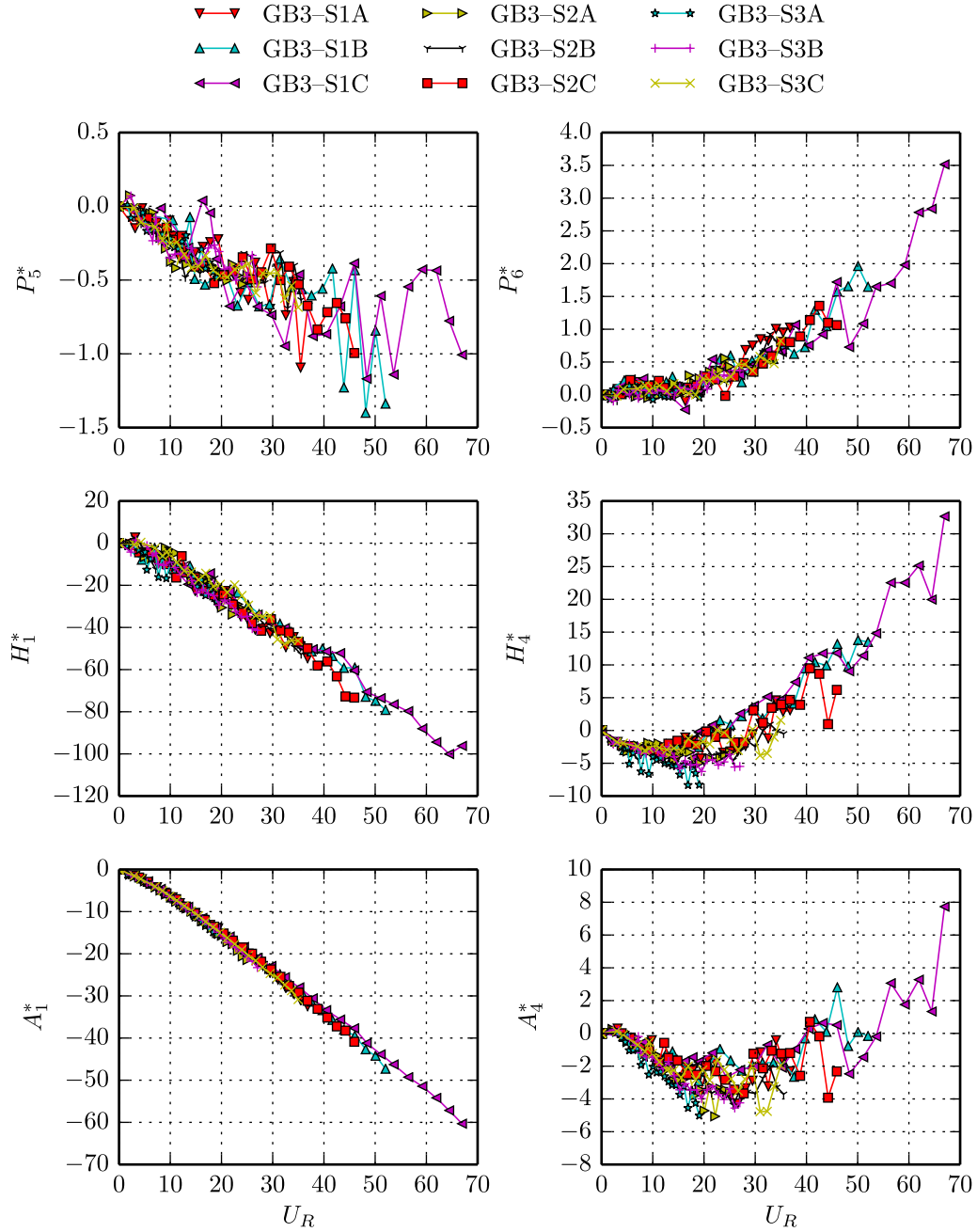


Figure E.13 Coefficients instationnaires de la maquette GB3 relatifs au déplacement vertical pour un écoulement turbulent (régime forcé)

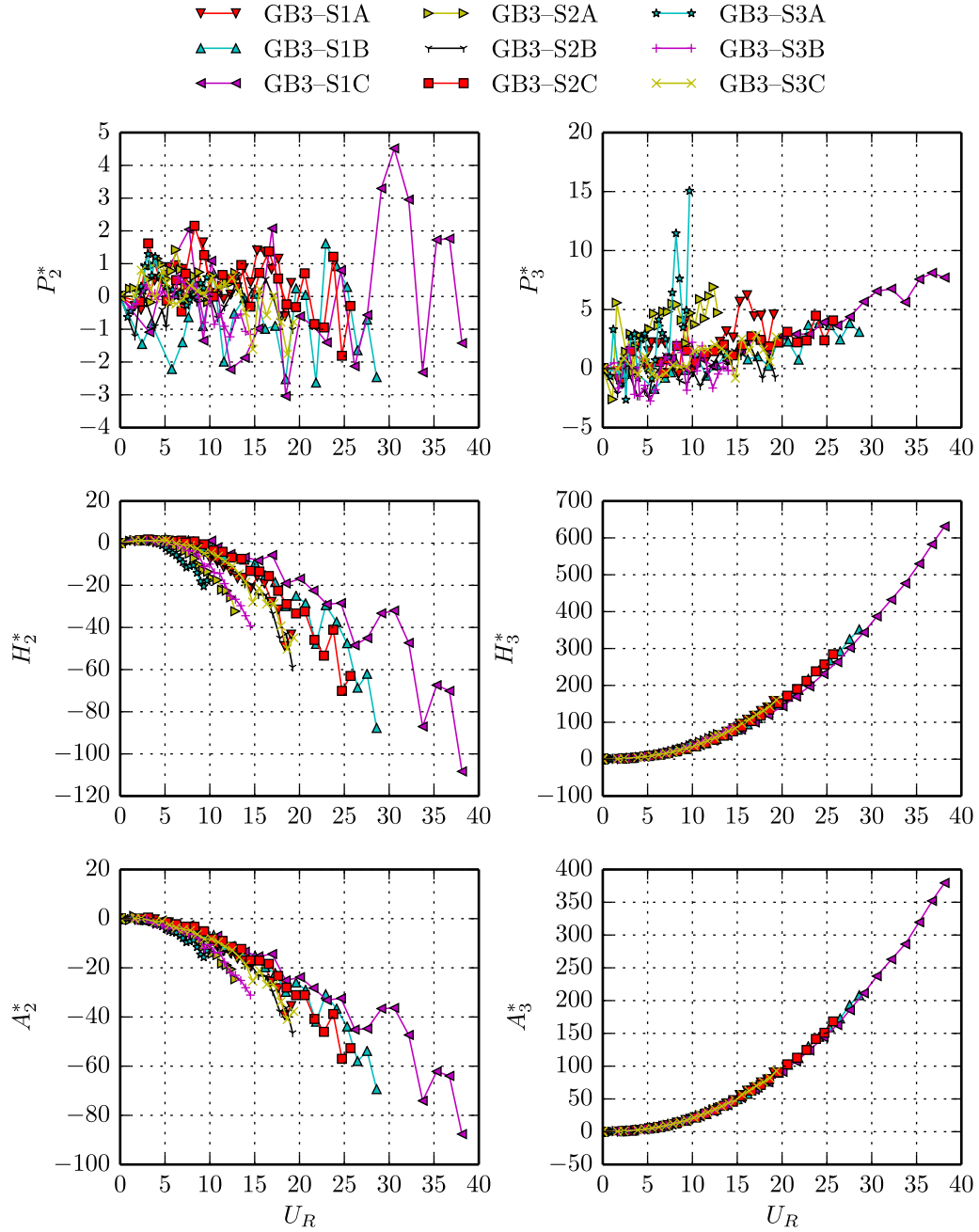


Figure E.14 Coefficients instationnaires de la maquette GB3 relatifs à la rotation pour un écoulement turbulent (régime forcé)

ANNEXE F

RÉSULTATS BRUTS DES COEFFICIENTS INSTATIONNAIRES TEMPORELS

F.1 Coefficients instationnaires temporels de la maquette GB1 en régime forcé

Les figures F.1–F.3 présentent les coefficients instationnaires temporels de la maquette GB1 mesurés en régime forcé pour un écoulement peu turbulent.

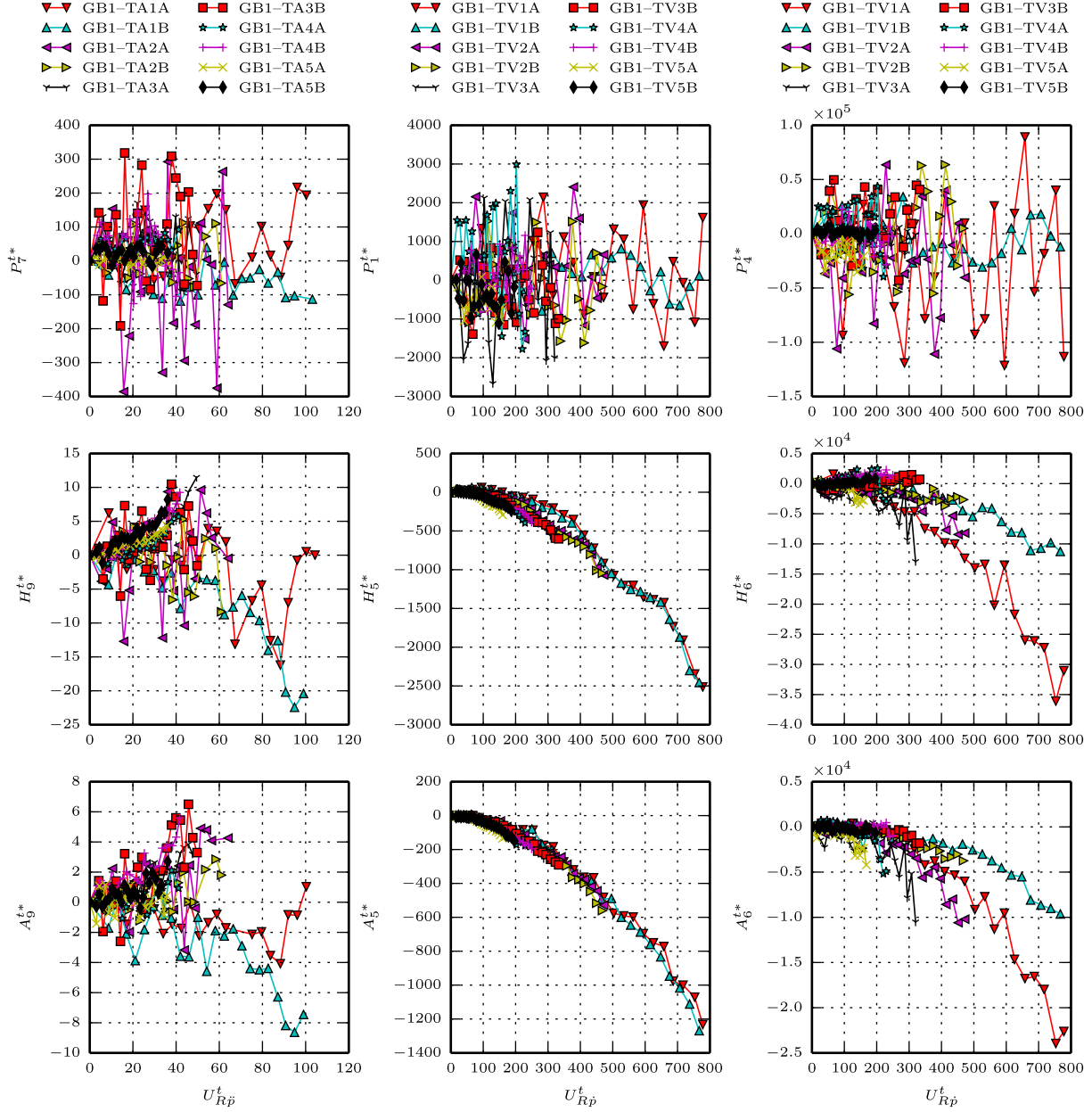


Figure F.1 Coefficients instationnaires temporels de la maquette GB1 relatifs au déplacement horizontal pour un écoulement peu turbulent (régime forcé)

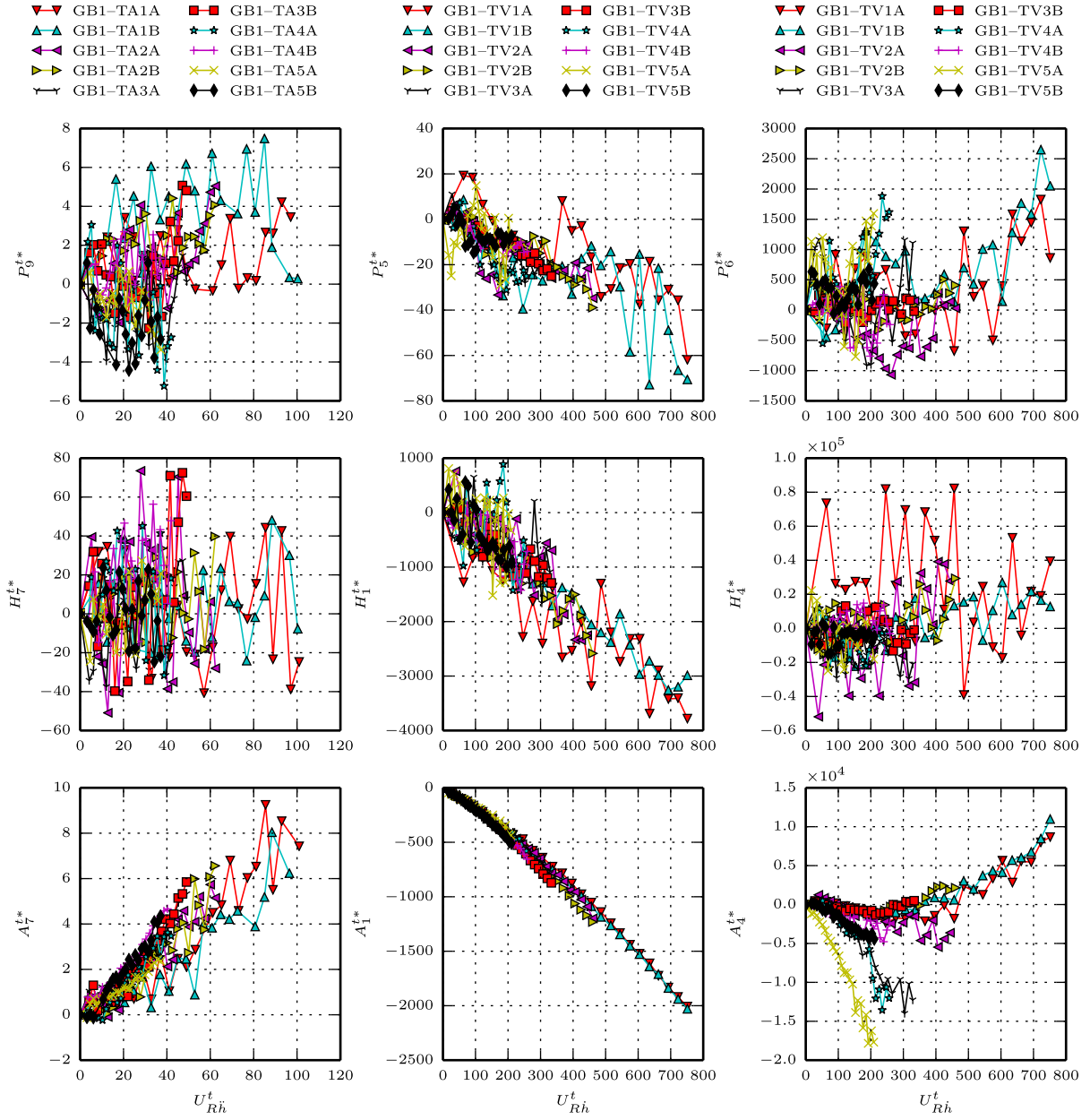


Figure F.2 Coefficients instationnaires temporels de la maquette GB1 relatifs au déplacement vertical pour un écoulement peu turbulent (régime forcé)

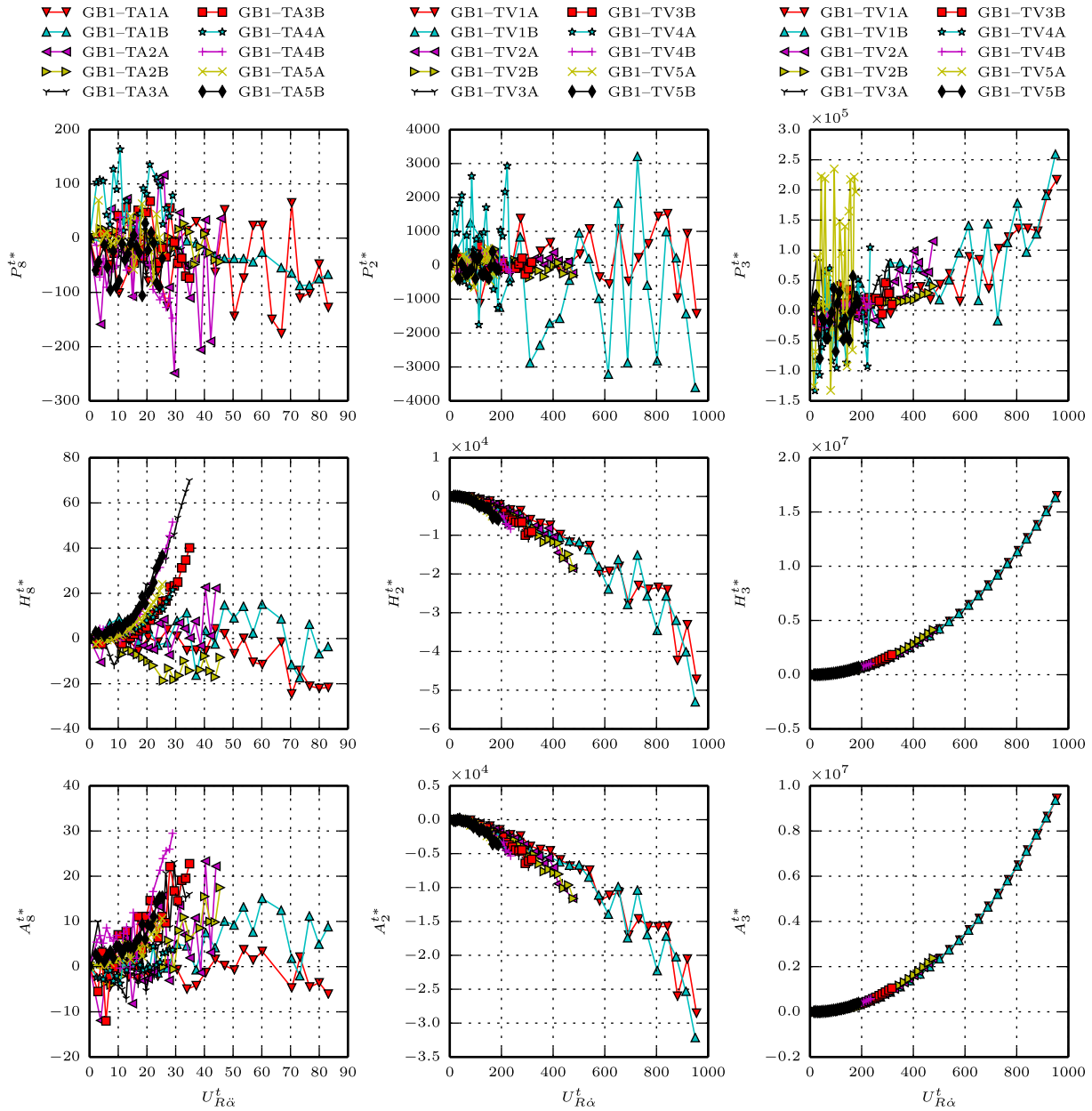


Figure F.3 Coefficients instationnaires temporels de la maquette GB1 relatifs à la rotation pour un écoulement peu turbulent (régime forcé)

F.2 Coefficients instationnaires temporels de la maquette GB2 en régime forcé

Les figures F.4–F.6 présentent les coefficients instationnaires temporels de la maquette GB2 mesurés en régime forcé pour un écoulement peu turbulent.

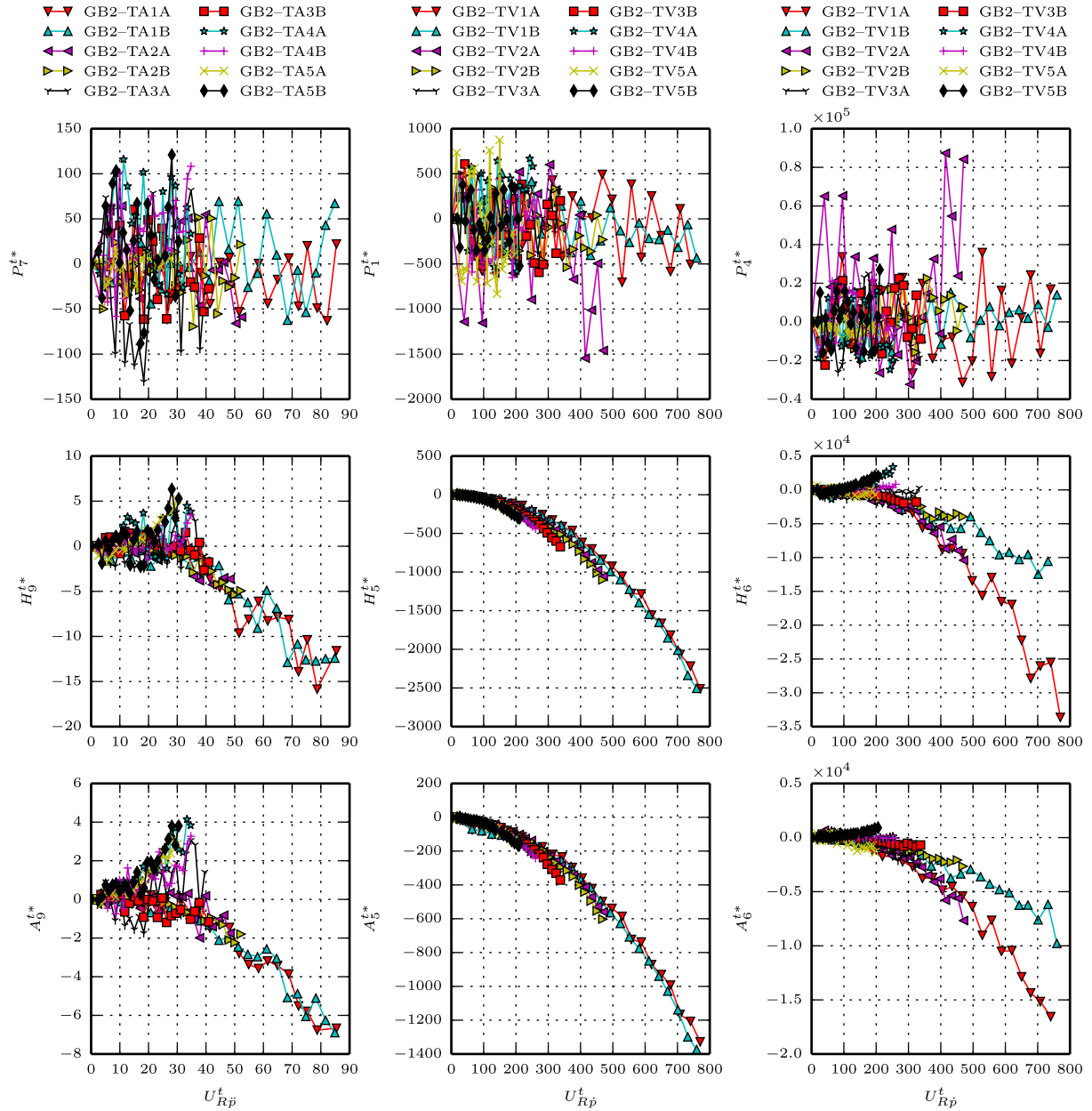


Figure F.4 Coefficients instationnaires temporels de la maquette GB2 relatifs au déplacement horizontal pour un écoulement peu turbulent (régime forcé)

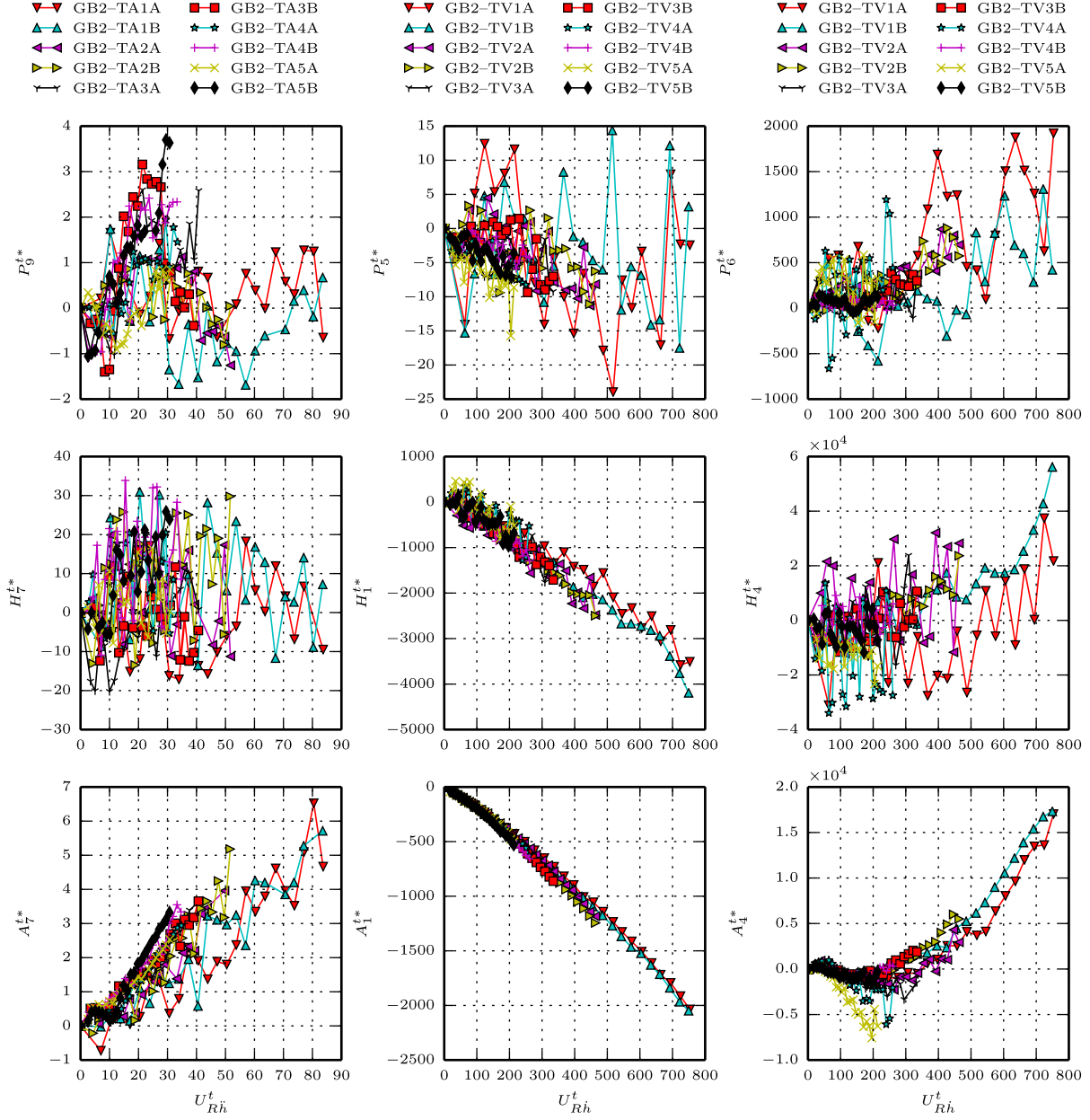


Figure F.5 Coefficients instationnaires temporels de la maquette GB2 relatifs au déplacement vertical pour un écoulement peu turbulent (régime forcé)

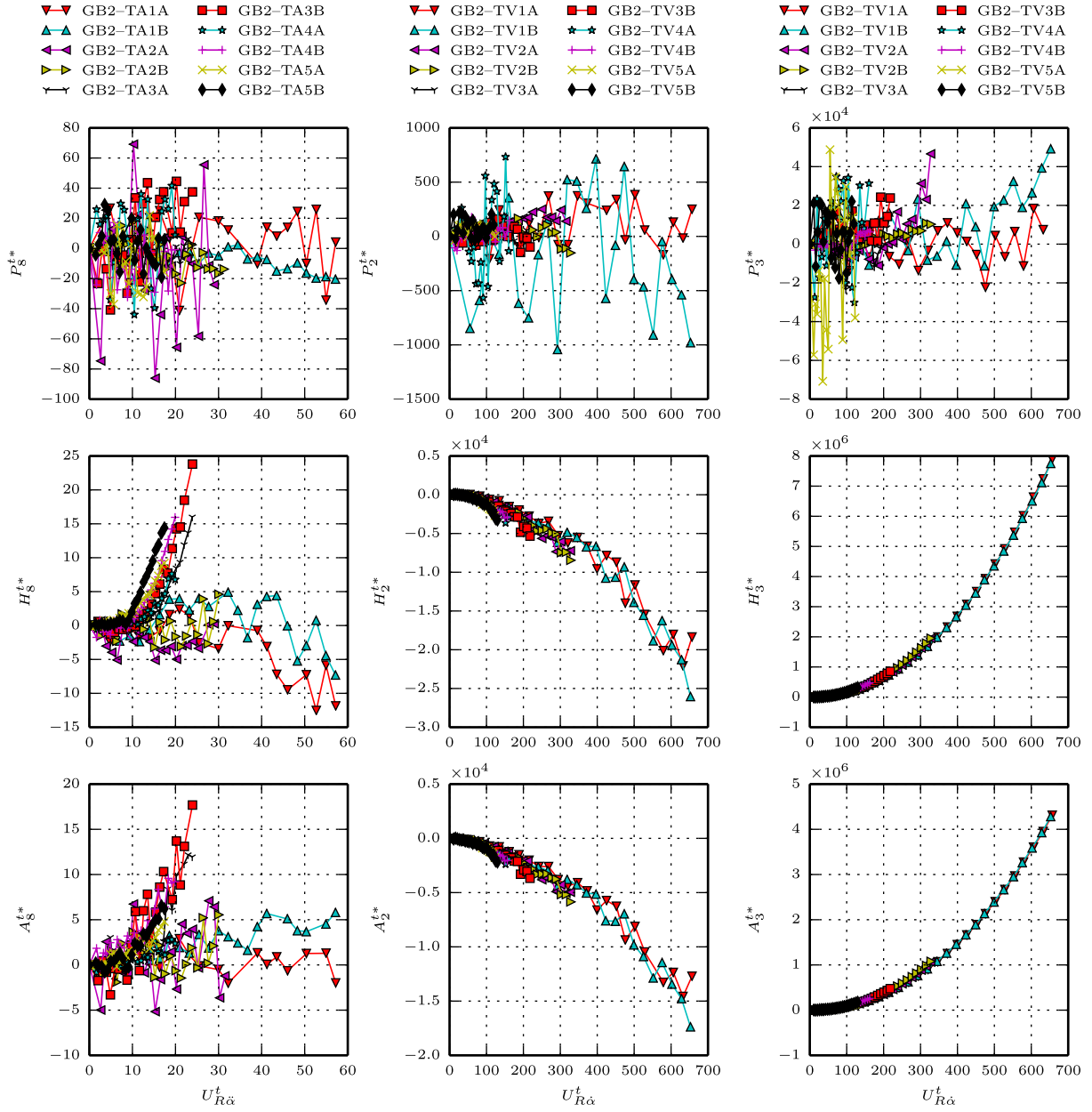


Figure F.6 Coefficients instationnaires temporels de la maquette GB2 relatifs à la rotation pour un écoulement peu turbulent (régime forcé)

F.3 Coefficients instationnaires temporels de la maquette GB3 en régime forcé

Les figures F.7–F.9 présentent les coefficients instationnaires temporels de la maquette GB3 mesurés en régime forcé pour un écoulement peu turbulent.

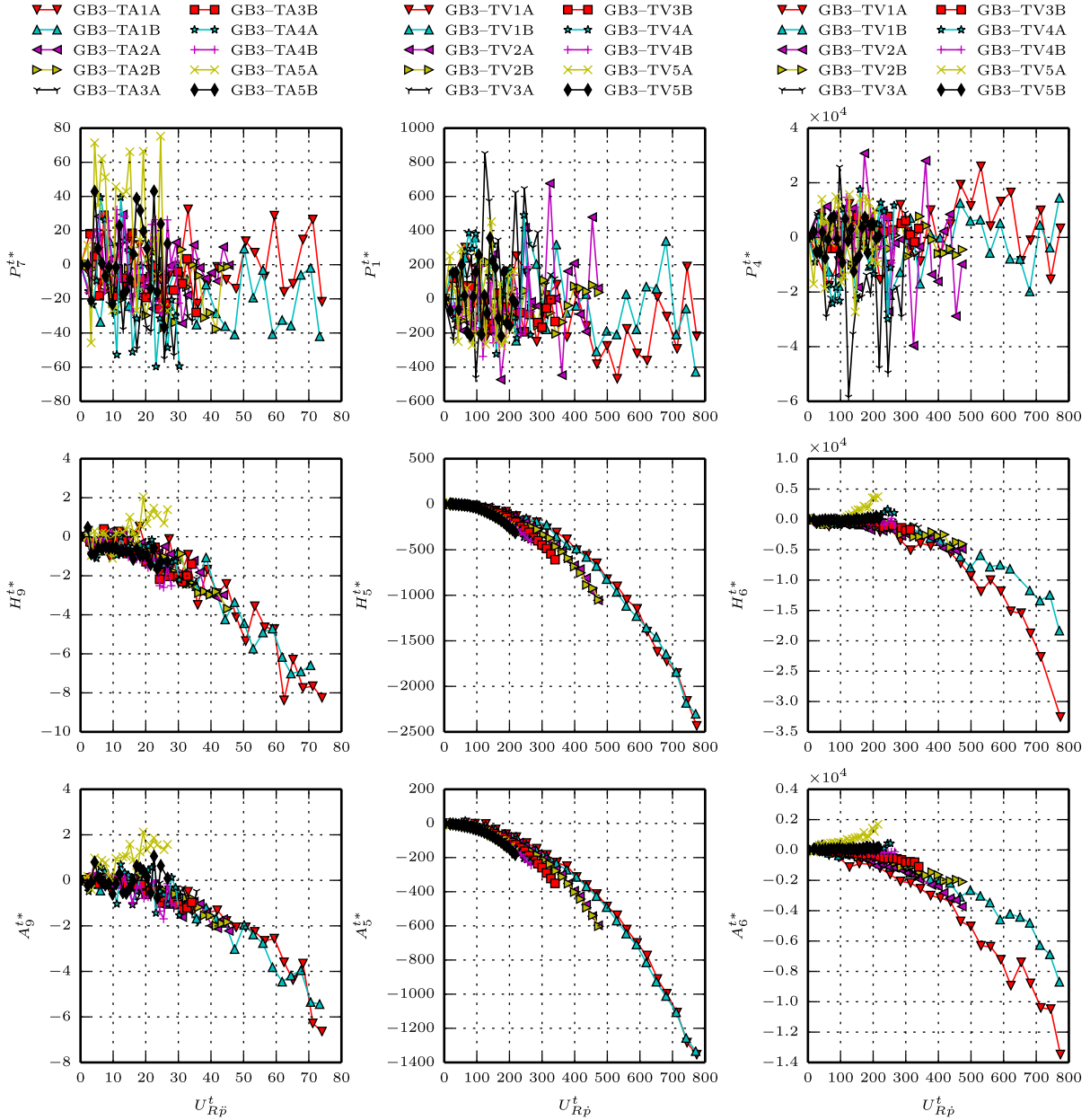


Figure F.7 Coefficients instationnaires temporels de la maquette GB3 relatifs au déplacement horizontal pour un écoulement peu turbulent (régime forcé)

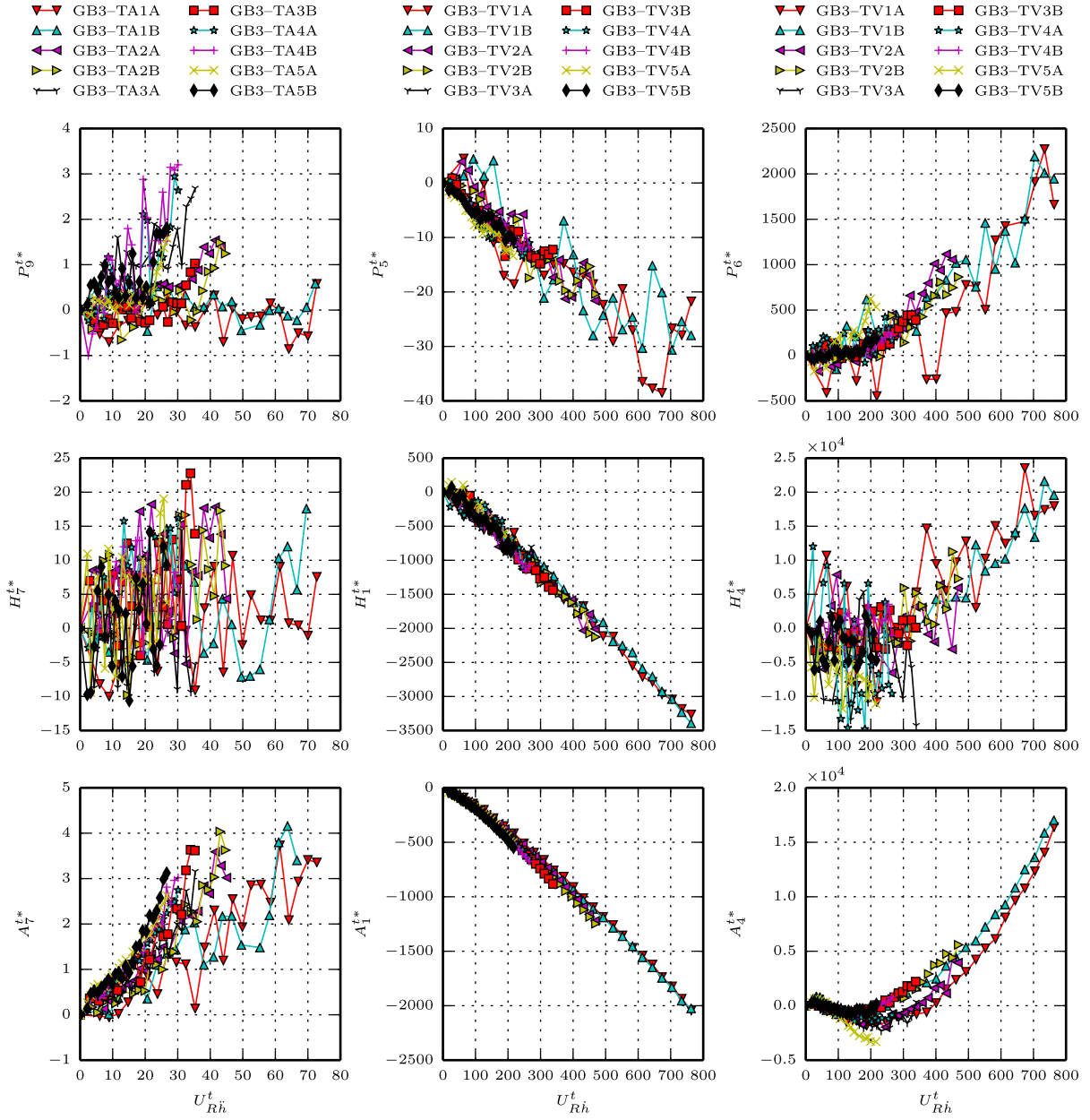


Figure F.8 Coefficients instationnaires temporels de la maquette GB3 relatifs au déplacement vertical pour un écoulement peu turbulent (régime forcé)

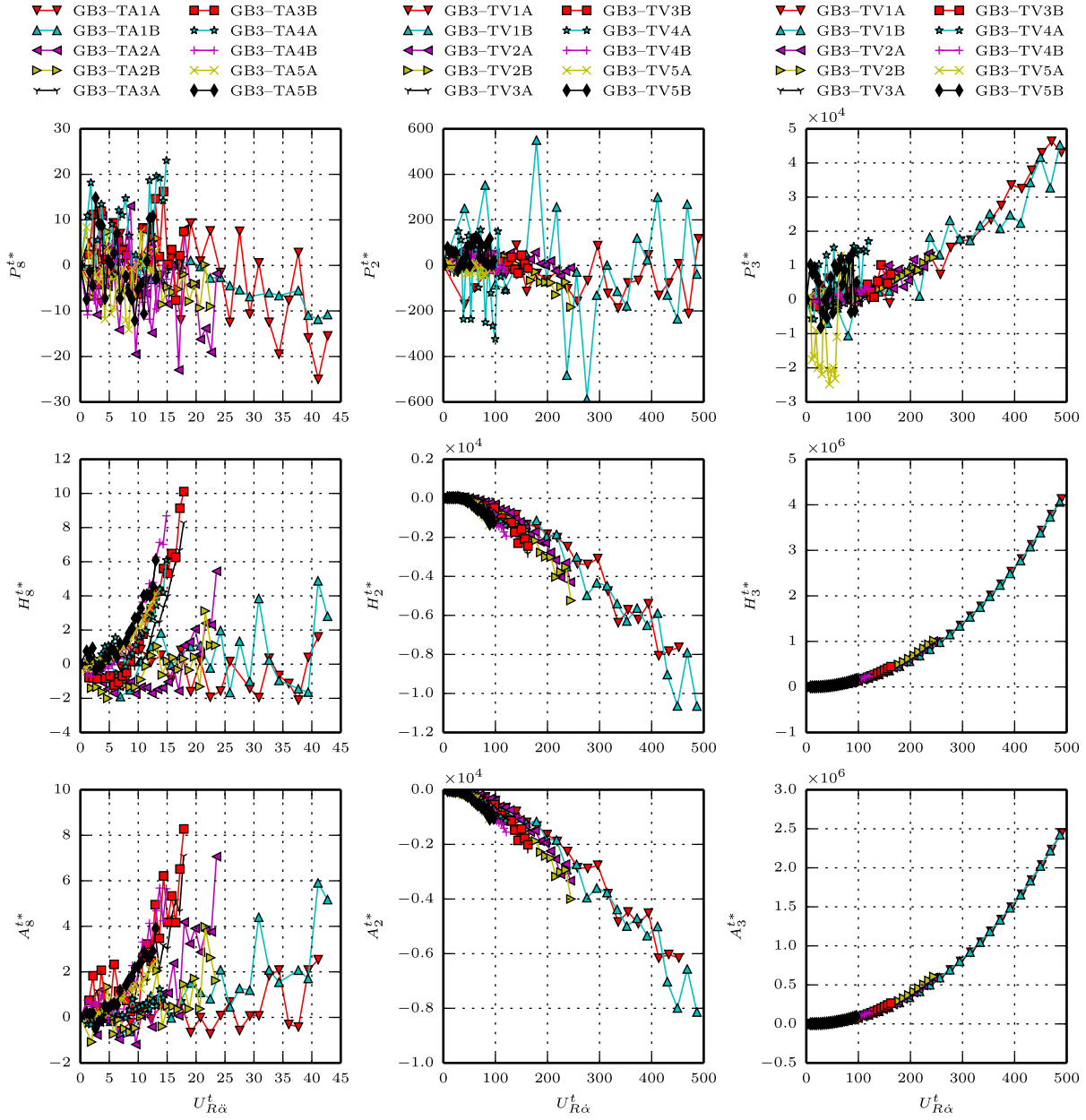


Figure F.9 Coefficients instationnaires temporels de la maquette GB3 relatifs à la rotation pour un écoulement peu turbulent (régime forcé)

ANNEXE G

ADIMENSIONNALISATION DES COEFFICIENTS INSTATIONNAIRES TEMPORELS

L'adimensionnalisation des coefficients instationnaires temporels, c'est-à-dire des coefficients identifiés à partir d'essais en régime forcé à vitesse absolue constante ou à accélération absolue constante, a été effectuée à l'aide d'une analyse dimensionnelle. La méthode pas-à-pas de Ipsen [1960] a été utilisée. Cette méthode consiste à définir une variable dépendante en tant qu'une fonction de variables indépendantes et à éliminer chacune des dimensions de ces variables en multipliant et divisant cette fonction par les variables indépendantes de façon à obtenir des groupes adimensionnels. Dans le cas des coefficients instationnaires temporels, les dimensions considérées sont la masse (M), la longueur (L) et le temps (T). Dans ce qui suit, une démonstration de l'adimensionnalisation des coefficients instationnaires temporels est présentée pour un coefficient relatif au déplacement, un coefficient relatif à la vitesse et un coefficient relatif à l'accélération.

G.1 Coefficients instationnaires temporels relatifs au déplacement

La démonstration pour un coefficient instationnaire temporel relatif au déplacement du tablier va être faite pour le coefficient H_4^{t*} . Tout d'abord, le coefficient dimensionnel H_4 est défini en tant qu'une fonction de la largeur du tablier B , de la vitesse moyenne du vent U , de la masse volumique de l'air ρ et de la vitesse absolue verticale du tablier $|\dot{h}|$ tel que montré à l'équation G.1. Dans cette équation, les dimensions de chacune des variables sont indiquées entre accolades.

$$H_4^{\{ML^{-1}T^{-2}\}} = f \left(\begin{matrix} B, & U, & \rho, & |\dot{h}| \\ \{L\}, & \{LT^{-1}\}, & \{ML^{-3}\}, & \{LT^{-1}\} \end{matrix} \right) \quad (G.1)$$

Par la suite, il faut éliminer toutes les dimensions de chacune des variables afin d'obtenir des groupes adimensionnels. Pour ce faire, il faut diviser ou multiplier toutes les variables contenant la dimension voulant être éliminée par une variable indépendante contenant elle-même cette dimension. Le choix de la variable indépendante servant à l'élimination a été fait afin d'obtenir une adimensionnalisation similaire à celle de la formulation des forces auto-excitées de Scanlan et Tomko [1971]. On débute par l'élimination de la masse, suivie de l'élimination du temps pour terminer par celle de la longueur :

$$\frac{H_4}{\frac{\rho}{\{L^2T^{-2}\}}} = f \left(\frac{B}{\{L\}}, \frac{U}{\{LT^{-1}\}}, \cancel{\times}, \frac{|\dot{h}|}{\{LT^{-1}\}} \right) \quad (G.2)$$

$$\frac{H_4}{\rho \frac{|\dot{h}|^2}{\{1\}}} = f \left(\frac{B}{\{L\}}, \frac{U}{\frac{|\dot{h}|}{\{1\}}}, \cancel{\times} \right) \quad (G.3)$$

À l'équation G.3, il n'est pas possible de normaliser selon la largeur du tablier B , car les principaux groupes adimensionnels sont déjà formés. Cela indique que la largeur du tablier n'était pas une variable indépendante dans l'équation G.1. Alors, la largeur du tablier B est tout simplement enlevée (équation G.4).

$$\frac{H_4}{\rho \frac{|\dot{h}|^2}{\{1\}}} = f \left(\cancel{\times}, \frac{U}{\frac{|\dot{h}|}{\{1\}}} \right) \quad (G.4)$$

En renommant la fonction de l'équation G.4 et en ajoutant un facteur de 2 au numérateur et au dénominateur, on obtient :

$$H_4^{t*} \left(\frac{U}{|\dot{h}|} \right) = \frac{2}{\rho(2)|\dot{h}|^2} H_4 \quad (G.5)$$

Il est possible de reformuler l'équation G.5 afin d'obtenir une formulation similaire à celle de Scanlan :

$$H_4 = \frac{1}{2} \rho U^2 (2b) \left(\frac{(k_h^t)^2}{b} H_4^{t*} (U_{Rh}^t) \right) \quad U_{Rh}^t = \frac{U}{|\dot{h}|} \quad k_h^t = \frac{|\dot{h}|}{U} \quad (G.6)$$

où H_4^{t*} est un coefficient instationnaire temporel qui est fonction de la vitesse réduite temporelle du vent U_{Rh}^t ; k_h^t est la vitesse réduite temporelle du tablier. L'adimensionnalisation des autres coefficients instationnaires temporels relatifs au déplacement du tablier se fait de façon similaire.

G.2 Coefficients instationnaires temporels relatifs à la vitesse

La démonstration pour un coefficient instationnaire temporel relatif à la vitesse va être présentée pour le coefficient H_1^{t*} . Le coefficient dimensionnel H_1 est d'abord défini en tant qu'une fonction de B , de U , de ρ et de $|\dot{h}|$:

$$\frac{H_1}{\{ML^{-1}T^{-1}\}} = f \left(\frac{B}{\{L\}}, \frac{U}{\{LT^{-1}\}}, \frac{\rho}{\{ML^{-3}\}}, \frac{|\dot{h}|}{\{LT^{-1}\}} \right) \quad (G.7)$$

Par la suite, les groupes adimensionnels sont formés :

$$\frac{\frac{H_1}{\rho}}{\{L^2T^{-1}\}} = f \left(\frac{B}{\{L\}}, \frac{U}{\{LT^{-1}\}}, \emptyset, \frac{|\dot{h}|}{\{LT^{-1}\}} \right) \quad (G.8)$$

$$\frac{\frac{H_1}{\rho|\dot{h}|}}{\{L\}} = f \left(\frac{B}{\{L\}}, \frac{U}{\frac{|\dot{h}|}{\{1\}}}, \cancel{\frac{|\dot{h}|}{\{1\}}} \right) \quad (G.9)$$

$$\frac{\frac{H_1}{\rho B|\dot{h}|}}{\{1\}} = f \left(\cancel{\frac{B}{\{1\}}}, \frac{U}{\frac{|\dot{h}|}{\{1\}}} \right) \quad (G.10)$$

En renommant la fonction de l'équation G.10, en ajoutant un facteur de 2 au numérateur et au dénominateur et en remplaçant B par b au dénominateur, on obtient :

$$H_1^{t*} \left(\frac{U}{|\dot{h}|} \right) = \frac{2}{\rho(2b)|\dot{h}|} H_1 \quad (G.11)$$

L'équation G.11 est reformulée afin d'obtenir une formulation similaire à celle de Scanlan :

$$H_1 = \frac{1}{2} \rho U^2 (2b) \left(\frac{k_h^t}{U} H_1^{t*} (U_{Rh}^t) \right) \quad U_{Rh}^t = \frac{U}{|\dot{h}|} \quad k_h^t = \frac{|\dot{h}|}{U} \quad (G.12)$$

où H_1^{t*} est un coefficient instationnaire temporel qui est fonction de la vitesse réduite temporelle du vent U_{Rh}^t ; k_h^t est la vitesse réduite temporelle du tablier. L'adimensionnalisation des autres coefficients instationnaires temporels relatifs à la vitesse du tablier se fait de façon analogue.

G.3 Coefficients instationnaires temporels relatifs à l'accélération

La démonstration pour un coefficient instationnaire temporel relatif à l'accélération va être montrée pour le coefficient H_7^{t*} . Ainsi, le coefficient dimensionnel H_7 est défini en tant qu'une fonction de B , de U , de ρ et de l'accélération absolue verticale du tablier $|\ddot{h}|$:

$$\frac{H_7}{\{ML^{-1}\}} = f \left(\frac{B}{\{L\}}, \frac{U}{\{LT^{-1}\}}, \frac{\rho}{\{ML^{-3}\}}, \frac{|\ddot{h}|}{\{LT^{-2}\}} \right) \quad (G.13)$$

L'étape suivante est la formation des groupes adimensionnels :

$$\frac{H_7}{\frac{\rho}{\{L^2\}}} = f \left(\frac{B}{\{L\}}, \frac{U}{\{LT^{-1}\}}, \emptyset, \frac{|\ddot{h}|}{\{LT^{-2}\}} \right) \quad (G.14)$$

$$\frac{H_7}{\frac{\rho}{\{L^2\}}} = f \left(\frac{B}{\{L\}}, \frac{U}{\frac{|\ddot{h}|^{1/2}}{\{L^{1/2}\}}}, \emptyset \right) \quad (G.15)$$

$$\frac{H_7}{\frac{\rho B^2}{\{1\}}} = f \left(\emptyset, \frac{U}{(|\ddot{h}|B)^{1/2}} \right) \quad (G.16)$$

En renommant la fonction de l'équation G.16, en ajoutant un facteur de 2 au numérateur et au dénominateur et en remplaçant B par b au dénominateur, on obtient :

$$H_7^{t*} \left(\frac{U}{(|\ddot{h}|B)^{1/2}} \right) = \frac{2}{\rho(2b^2)} H_7 \quad (G.17)$$

L'équation G.17 est reformulée afin d'obtenir une formulation similaire à celle de Scanlan :

$$H_7 = \frac{1}{2} \rho U^2 (2b) \left(\frac{b}{U^2} H_7^{t*} (U_{R\ddot{h}}^t) \right) \quad U_{R\ddot{h}}^t = \frac{U}{(|\ddot{h}|B)^{1/2}} \quad (G.18)$$

où H_7^{t*} est un coefficient instationnaire temporel qui est fonction de la vitesse réduite temporelle du vent $U_{R\ddot{h}}^t$; $k_{\ddot{h}}^t$ est l'accélération réduite temporelle du tablier. L'adimensionnalisation des autres coefficients instationnaires temporels relatifs à l'accélération du tablier se fait de façon similaire.

ANNEXE H

SCHÉMA D'INTÉGRATION NUMÉRIQUE NON LINÉAIRE

Le tableau H.1 présente le schéma d'intégration numérique utilisé pour la prédiction du flottement à l'aide du modèle des forces auto-excitées basé sur les coefficients instationnaires temporels.

Tableau H.1 Algorithme d'intégration de Newmark avec itération de Newton pour un système avec un chargement non linéaire

Initialisation des variables

1. Calcul du vecteur des forces au temps t_0 : $\mathbf{p}_0 = \mathbf{C}_{se,0}\dot{\mathbf{u}}_0 + \mathbf{K}_{se,0}\mathbf{u}_0$
 2. Conditions initiales : données \mathbf{u}_0 , $\dot{\mathbf{u}}_0$ et \mathbf{p}_0 ; calcul de $\ddot{\mathbf{u}}_0 = \mathbf{M}^{-1}(\mathbf{p}_0 - \mathbf{C}\dot{\mathbf{u}}_0 - \mathbf{K}\mathbf{u}_0)$
 3. Choix de la méthode de l'accélération moyenne : $\gamma = 1/2$ et $\beta = 1/4$
 4. Choix du pas d'intégration Δt
 5. Sélection des variables aérodynamiques : U et ρ
-

Calculs préliminaires

1. Calcul des constantes d'intégration :

$$\begin{aligned} a_0 &= \frac{1}{\beta\Delta t^2} & a_1 &= \frac{\gamma}{\beta\Delta t} & a_2 &= \frac{1}{\beta\Delta t} \\ a_3 &= \frac{1}{2\beta} & a_4 &= \frac{\gamma}{\beta} & a_5 &= \left(\frac{\gamma}{2\beta} - 1\right)\Delta t \end{aligned}$$

2. Calcul de la matrice de rigidité effective $\hat{\mathbf{K}}$: $\hat{\mathbf{K}} = \mathbf{K} + a_0\mathbf{M} + a_1\mathbf{C}$
-

Intégration pas-à-pas : pour $n = 0, 1, 2, \dots, t_d/\Delta t$

1. Incrémentation du temps : $t_{n+1} = t_n + \Delta t, t_0 = 0$
 2. Calcul de l'incrément du vecteur des forces effectives $\Delta\hat{\mathbf{p}}$ appliqué au temps t_n :

$$\Delta\hat{\mathbf{p}} = \Delta\mathbf{p} + \mathbf{M}(a_2\dot{\mathbf{u}}_n + a_3\ddot{\mathbf{u}}_n) + \mathbf{C}(a_4\dot{\mathbf{u}}_n + a_5\ddot{\mathbf{u}}_n) \quad \text{avec} \quad \Delta\mathbf{p} = \mathbf{0}$$
 3. Calcul du vecteur des déplacements \mathbf{u}_{n+1} par itération :
-

Initialisation des variables d'itération

1. $\Delta\mathbf{u}^{(0)} = \mathbf{0} \quad \delta\mathbf{f}_r^{(0)} = \Delta\hat{\mathbf{p}} \quad i = 0$
-

Itération de la méthode de Newton

1. Incrémentation du compteur i : $i = i + 1$
 2. Calcul de l'incrément du vecteur des déplacements $\delta\mathbf{u}^{(i)}$:

$$\hat{\mathbf{K}}\delta\mathbf{u}^{(i)} = \delta\mathbf{f}_r^{(i-1)}$$
 3. Calcul de l'incrément du vecteur des déplacements $\Delta\mathbf{u}^{(i)}$:

$$\Delta\mathbf{u}^{(i)} = \Delta\mathbf{u}^{(i-1)} + \delta\mathbf{u}^{(i)}$$
 4. Calcul des incréments des vecteurs des accélérations $\Delta\ddot{\mathbf{u}}^{(i)}$ et des vitesses $\Delta\dot{\mathbf{u}}^{(i)}$:

$$\Delta\ddot{\mathbf{u}}^{(i)} = a_0\Delta\mathbf{u}^{(i)} - a_2\dot{\mathbf{u}}_n - a_3\ddot{\mathbf{u}}_n \quad \Delta\dot{\mathbf{u}}^{(i)} = a_1\Delta\mathbf{u}^{(i)} - a_4\dot{\mathbf{u}}_n - a_5\ddot{\mathbf{u}}_n$$
 5. Calcul des vecteurs des acc., des vit. et des dépl. au temps t_{n+1} :

$$\ddot{\mathbf{u}}_{n+1}^{(i)} = \ddot{\mathbf{u}}_n + \Delta\ddot{\mathbf{u}}^{(i)} \quad \dot{\mathbf{u}}_{n+1}^{(i)} = \dot{\mathbf{u}}_n + \Delta\dot{\mathbf{u}}^{(i)} \quad \mathbf{u}_{n+1}^{(i)} = \mathbf{u}_n + \Delta\mathbf{u}^{(i)}$$
 6. Calcul du vecteur des forces au temps t_{n+1} :

$$\mathbf{p}_{n+1}^{(i)} = \mathbf{M}_{se,n+1}^{(i)}\ddot{\mathbf{u}}_{n+1}^{(i)} + \mathbf{C}_{se,n+1}^{(i)}\dot{\mathbf{u}}_{n+1}^{(i)} + \mathbf{K}_{se,n+1}^{(i)}\mathbf{u}_{n+1}^{(i)}$$
-

Tableau H.1 – (suite)

7. Calcul du vecteur des forces résiduelles $\delta \mathbf{f}_r^{(i)}$:
$\delta \mathbf{f}_r^{(i)} = \mathbf{p}_{n+1}^{(i)} - \mathbf{M} \ddot{\mathbf{u}}_{n+1}^{(i)} - \mathbf{C} \dot{\mathbf{u}}_{n+1}^{(i)} - \mathbf{K} \mathbf{u}_{n+1}^{(i)}$
8. Test de convergence :
$\left(\frac{\ \delta \mathbf{u}^{(i)}\ _2}{\ \Delta \mathbf{u}^{(i)}\ _2} \leq \epsilon_D \text{ ou } \frac{\ \delta \mathbf{f}_r^{(i)}\ _2}{\ \Delta \hat{\mathbf{p}}\ _2} \leq \epsilon_F \right) \text{ et } \frac{\delta \mathbf{f}_r^{(i)\top} \delta \mathbf{u}^{(i)}}{\Delta \hat{\mathbf{p}}^\top \Delta \mathbf{u}^{(i)}} \leq \epsilon_E$
4. Association des acc., des vit. et des dépl. à la convergence à $i = l$:
$\ddot{\mathbf{u}}_{n+1} = \ddot{\mathbf{u}}_{n+1}^{(l)} \quad \dot{\mathbf{u}}_{n+1} = \dot{\mathbf{u}}_{n+1}^{(l)} \quad \mathbf{u}_{n+1} = \mathbf{u}_{n+1}^{(l)}$

LISTE DES RÉFÉRENCES

- Agar, T. J. A. (1989). Aerodynamic flutter analysis of suspension bridges by a modal technique. *Engineering Structures*, volume 11, numéro 2, p. 75–82.
- Bartoli, G., Contri, S., Mannini, C. et Righi, M. (2009). Toward an Improvement in the Identification of Bridge Deck Flutter Derivatives. *Journal of Engineering Mechanics*, volume 135, numéro 8, p. 771–785.
- Cao, B. et Sarkar, P. P. (2012). Identification of Rational Functions using two-degree-of-freedom model by forced vibration method. *Engineering Structures*, volume 43, p. 21–30.
- Caracoglia, L. et Jones, N. P. (2003). A methodology for the experimental extraction of indicial functions for streamlined and bluff deck sections. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, volume 91, numéro 5, p. 609–636.
- Chen, X. et Kareem, A. (2001). Nonlinear response analysis of long-span bridges under turbulent winds. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, volume 89, numéro 14-15, p. 1335–1350.
- Chen, X. et Kareem, A. (2002). Advances in Modeling of Aerodynamic Forces on Bridge Decks. *Journal of Engineering Mechanics*, volume 128, numéro 11, p. 1193–1205.
- Chen, X. et Kareem, A. (2003). Aeroelastic Analysis of Bridges : Effects of Turbulence and Aerodynamic Nonlinearities. *Journal of Engineering Mechanics*, volume 129, numéro 8, p. 885–895.
- Chen, X., Matsumoto, M. et Kareem, A. (2000). Time Domain Flutter and Buffeting Response Analysis of Bridges. *Journal of Engineering Mechanics*, volume 126, numéro 1, p. 7–16.
- Chen, Z., Yu, X., Yang, G. et Spencer, B. (2005). Wind-Induced Self-Excited Loads on Bridges. *Journal of Structural Engineering*, volume 131, numéro 12, p. 1783–1793.
- Cheng, S. H., Lau, D. T. et Cheung, M. S. (2003). Comparison of numerical techniques for 3d flutter analysis of cable-stayed bridges. *Computers & Structures*, volume 81, numéro 32, p. 2811–2822.
- Chobsilprakob, P., Kim, K.-D., Suthasupradit, S. et Manovachirasan, A. (2014). Application of indicial function for the flutter analysis of long span suspension bridge during erection. *International Journal of Steel Structures*, volume 14, numéro 1, p. 185–194.
- Chobsilprakob, P., Suthasupradit, S. et Kim, K.-D. (2011). Aeroelastic analysis of long span bridges via indicial functions considering geometric and material nonlinearity. *International Journal of Steel Structures*, volume 11, numéro 2, p. 215–226.
- Chowdhury, A. G. et Sarkar, P. P. (2005). Experimental identification of rational function coefficients for time-domain flutter analysis. *Engineering Structures*, volume 27, numéro 9, p. 1349–1364.

- Costa, C. (2007). Aerodynamic admittance functions and buffeting forces for bridges via indicial functions. *Journal of Fluids and Structures*, volume 23, numéro 3, p. 413–428.
- Davenport, A. (1962). Buffetting of suspension bridge by storm winds. *American Society of Civil Engineers – Proceedings*, volume 88, numéro 3, p. 233–270.
- Diana, G., Bruni, S., Cigada, A. et Collina, A. (1993). Turbulence effect on flutter velocity in long span suspended bridges. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, volume 48, numéro 2–3, p. 329–342.
- Diana, G., Resta, F. et Rocchi, D. (2008). A new numerical approach to reproduce bridge aerodynamic non-linearities in time domain. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, volume 96, numéro 10–11, p. 1871–1884.
- Diana, G., Resta, F., Zasso, A., Belloli, M. et Rocchi, D. (2004). Forced motion and free motion aeroelastic tests on a new concept dynamometric section model of the Messina suspension bridge. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, volume 92, numéro 6, p. 441–462.
- Diana, G., Rocchi, D., Argentini, T. et Muggiasca, S. (2010). Aerodynamic instability of a bridge deck section model : Linear and nonlinear approach to force modeling. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, volume 98, numéro 6–7, p. 363–374.
- Ding, Q., Lee, P. K. K. et LO, S. H. (2000). Time Domain Buffeting Analysis of Suspension Bridges Subjected to Turbulent Wind With Effective Attack Angle. *Journal of Sound and Vibration*, volume 233, numéro 2, p. 311–327.
- Falco, M., Curami, A. et Zasso, A. (1992). Nonlinear effects in sectional model aeroelastic parameters identification. *Proceedings of the 8th International Conference on Wind Engineering. Part 2 (of 2), July 8, 1991 - July 12, 1991*, volume 42, numéro 1-3, p. 1321–1332.
- Farquharson, F. (1947). Aerodynamic stability of suspension bridges. *Western Society of Engineers – Journal*, volume 52, numéro 3, Part 1, p. 141–150.
- Ge, Y. J. et Tanaka, H. (2000). Aerodynamic flutter analysis of cable-supported bridges by multi-mode and full-mode approaches. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, volume 86, numéro 2–3, p. 123–153.
- Gimsing, N. J. (2006). *East Bridge*, 2^e édition. A/S Storebæltsforbindelsen, Copenhagen, Denmark, 390 p.
- Gu, M., Zhang, R. et Xiang, H. (2000). Identification of flutter derivatives of bridge decks. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, volume 84, numéro 2, p. 151–162.
- Haan Jr, F. L. (2000). *The Effects of Turbulence on the Aerodynamics of Long-Span Bridges*. Thèse de doctorat, University of Notre Dame, Notre Dame, Indiana, US, 309 p.

- Ibrahim, S. et Mikulcik, E. (1977). Method for the Direct Identification of Vibration Parameters from the Free Response. Dans *Symposium on shock and vibration, 47th*. Shock and Vibration Information Center, Albuquerque, NM, p. 197.
- Ipsen, D. C. (1960). *Units, Dimensions and Dimensionless Numbers*. McGraw-Hill, New York, 236 p.
- Jurado, J. A., Hernandez, S., Nieto, F. et Mosquera, A. (2011). *Bridge Aeroelasticity : Sensitivity Analysis and Optimum Design*. Wit Press, Southampton, U.K. ; Boston, Mass, 337 p.
- Karoumi, R. (1999). Some modeling aspects in the nonlinear finite element analysis of cable supported bridges. *Computers and Structures*, volume 71, numéro 4, p. 397–412.
- Katsuchi, H., Jones, N. et Scanlan, R. (1999). Multimode Coupled Flutter and Buffeting Analysis of the Akashi-Kaikyo Bridge. *Journal of Structural Engineering*, volume 125, numéro 1, p. 60–70.
- King, J. P. C., Davenport, A. G. et Larose, G. L. (1991). *A Study of Wind Effects for The Storebaelt Bridge Tender Design, Denmark* (Rapport technique BLWT-SS31-1991). Faculty of engineering Science, The University of Western Ontario, London, Ontario, Canada, 147 p.
- Larose, G. L., Davenport, A. G. et King, J. P. C. (1993). On the Unsteady Aerodynamic Forces on a Bridge Deck in Turbulent Boundary Layer Flow. Dans *Proceedings of the 7th U.S. National Conference on Wind Engineering*. G.C. Hart, UCLA, Los Angeles, CA, p. 373–382.
- Larsen, A. (1993). Aerodynamic aspects of the final design of the 1624 m suspension bridge across the Great Belt. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, volume 48, numéro 2–3, p. 261–285.
- Lau, D., Cheung, M. et Cheng, S. (2000). 3d Flutter Analysis of Bridges by Spline Finite-Strip Method. *Journal of Structural Engineering*, volume 126, numéro 10, p. 1246–1254.
- Lee, N., Lee, H., Baek, C. et Lee, S. (2016). Aeroelastic analysis of bridge deck flutter with modified implicit coupling method. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, volume 155, p. 11–22.
- Li, Q. (1995). Measuring Flutter Derivatives for Bridge Sectional Models in Water Channel. *Journal of Engineering Mechanics*, volume 121, numéro 1, p. 90–101.
- Lin, Y. K. et Yang, J. N. (1983). Multimode Bridge Response to Wind Excitations. *Journal of Engineering Mechanics*, volume 109, numéro 2, p. 586–603.
- Matsumoto, M., Taniwaki, Y. et Shijo, R. (2002). Frequency characteristics in various flutter instabilities of bridge girders. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, volume 90, numéro 12–15, p. 1973–1980.

- Mazzilli, C. E. N., André, J. C., Soares, M. E. S. et Ramos, I. B. (2000). A simple numerical model for the aeroelastic analysis of cable-stayed bridges. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, volume 84, numéro 3, p. 263–271.
- Namini, A. H. (1991). Analytical modeling of flutter derivatives as finite elements. *Computers & Structures*, volume 41, numéro 5, p. 1055–1064.
- Neuhaus, C., Roesler, S., Hoffer, R., Hortmanns, M. et Zahlten, W. (2009). Identification of 18 flutter derivatives by forced vibration tests - A new experimental rig. Dans *5th European and African Conference on Wind Engineering, EACWE 5, July 19, 2009 - July 23, 2009*. 5th European and African Conference on Wind Engineering, EACWE 5, Proceedings. Firenze University Press, p. 12.
- Poulsen, N. K., Damsgaard, A. et Reinhold, T. A. (1992). Determination of Flutter Derivatives for the Great Belt Bridge. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, volume 41, numéro 1–3, p. 153–164.
- Prud'homme, S. (2010). *Développement d'un banc d'essai actif et passif à 3 ddl pour essais sectionnels en soufflerie*. Mémoire de maîtrise, Université de Sherbrooke, Sherbrooke, Québec, Canada, 86 p.
- Prud'homme, S. (2015). *Simulation dynamique transitoire non linéaire du flottement d'un modèle sectionnel non profilé à 3 DDL*. Thèse de doctorat, Université de Sherbrooke, Sherbrooke, Québec, Canada, 334 p.
- Prud'homme, S., Legeron, F. et Laneville, A. (2015a). Effect of sway movement and motion axis on flutter and vortex induced vibration in a 3 DOF wind tunnel sectional test. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, volume 136, p. 82–88.
- Prud'homme, S., Legeron, F. et Laneville, A. (2015b). Transient flutter analysis of bluff bodies. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, volume 145, p. 139–151.
- Reinhold, T. A., Brinch, M. et Damsgaard, A. (1992). Wind tunnel tests for the Great Belt Link. Dans *Aerodynamics of Large Bridges*. Allen Larson, Copenhagen, Denmark, p. 255–267.
- Salvatori, L. et Borri, C. (2007). Frequency- and time-domain methods for the numerical modeling of full-bridge aeroelasticity. *Computers & Structures*, volume 85, numéro 11–14, p. 675–687.
- Salvatori, L. et Spinelli, P. (2006). Effects of structural nonlinearity and along-span wind coherence on suspension bridge aerodynamics : Some numerical simulation results. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, volume 94, numéro 5, p. 415–430.
- Sarkar, P. P., Jones, N. P. et Scanlan, R. H. (1994). Identification of aeroelastic parameters of flexible bridges. *Journal of Engineering Mechanics*, volume 120, numéro 8, p. 1718–1742.
- Scanlan, R. (1997). Amplitude and Turbulence Effects on Bridge Flutter Derivatives. *Journal of Structural Engineering*, volume 123, numéro 2, p. 232–236.

- Scanlan, R. et Sabzevari, A. (1967). Suspension bridge flutter revisited. Dans *ASCE Structural Engineering Conference, May 8-12 1967*. ASCE Structural Engineering Conference – Preprint. American Society of Civil Engineers (ASCE), p. 35.
- Scanlan, R. H. (1993). Problematics in formulation of wind-force models for bridge decks. *Journal of Engineering Mechanics*, volume 119, numéro 7, p. 1353–1375.
- Scanlan, R. H. et Tomko, J. J. (1971). Airfoil and bridge deck flutter derivatives. *Journal of the Engineering Mechanics Division*, volume 97, numéro EM6, p. 1717–1737.
- Scotta, R., Lazzari, M., Stecca, E., Cotela, J. et Rossi, R. (2016). Numerical wind tunnel for aerodynamic and aeroelastic characterization of bridge deck sections. *Computers & Structures*, volume 167, p. 96–114.
- Selberg, A. (1961). *Oscillation and Aerodynamic Stability of Suspension Bridges*. Numéro 13 dans Civil Engineering and Building Construction Series, Knut Alming, Trondheim, Norway, 69 p.
- Simiu, E. et Scanlan, R. H. (1996). *Wind Effects on Structures : Fundamentals and Applications to Design*, 3^e édition. Wiley, New York, 702 p.
- Weight, A. J. (2009). Critical Analysis of the Great Belt East Bridge, Denmark. Dans *Proceedings of Bridge Engineering 2 Conference*. University of Bath, Bath, UK, p. 10.
- Wu, T. et Kareem, A. (2011). Modeling hysteretic nonlinear behavior of bridge aerodynamics via cellular automata nested neural network. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, volume 99, numéro 4, p. 378–388.
- Wu, T. et Kareem, A. (2013a). Aerodynamics and Aeroelasticity of Cable-Supported Bridges : Identification of Nonlinear Features. *Journal of Engineering Mechanics*, volume 139, numéro 12, p. 1886–1893.
- Wu, T. et Kareem, A. (2013b). Bridge aerodynamics and aeroelasticity : A comparison of modeling schemes. *Journal of Fluids and Structures*, volume 43, p. 347–370.
- Wu, T. et Kareem, A. (2013c). A nonlinear convolution scheme to simulate bridge aerodynamics. *Computers and Structures*, volume 128, p. 259–71.
- Wu, T. et Kareem, A. (2015). A low-dimensional model for nonlinear bluff-body aerodynamics : A peeling-an-onion analogy. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, volume 146, p. 128–138.
- Xu, F., Chen, X., Cai, C. et Chen, A. (2012). Determination of 18 Flutter Derivatives of Bridge Decks by an Improved Stochastic Search Algorithm. *Journal of Bridge Engineering*, volume 17, numéro 4, p. 576–588.
- Xu, F., Ying, X. et Zhang, Z. (2014). Three-Degree-of-Freedom Coupled Numerical Technique for Extracting 18 Aerodynamic Derivatives of Bridge Decks. *Journal of Structural Engineering*, volume 140, numéro 11, p. 04014085.

- Xu, F., Ying, X. et Zhang, Z. (2016). Effects of Exponentially Modified Sinusoidal Oscillation and Amplitude on Bridge Deck Flutter Derivatives. *Journal of Bridge Engineering*, volume 21, numéro 5, p. 06016001.
- Xu, Y.-L. (2013). *Wind Effects on Cable-Supported Bridges*. John Wiley & Sons, Singapore, 772 p.
- Zhang, X., Brownjohn, J. M. W. et Omenzetter, P. (2003a). Time domain formulation of self-excited forces on bridge deck for wind tunnel experiment. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, volume 91, numéro 6, p. 723–736.
- Zhang, X., Sun, B. et Peng, W. (2003b). Study on flutter characteristics of cable-supported bridges. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, volume 91, numéro 6, p. 841–854.
- Zhang, X., Xiang, H. et Sun, B. (2002). Nonlinear aerostatic and aerodynamic analysis of long-span suspension bridges considering wind-structure interactions. *Journal of Wind Engineering and Industrial Aerodynamics*, volume 90, numéro 9, p. 1065–1080.
- Zhang, X.-J., Sun, B.-N. et Xiang, H.-F. (2003c). Three-dimensional nonlinear flutter analysis of long-span suspension bridges during erection. *Journal of Zhejiang University : Science*, volume 4, numéro 1, p. 21–27.
- Zhang, Z., Chen, Z., Cai, Y. et Ge, Y. (2011). Indicial Functions for Bridge Aeroelastic Forces and Time-Domain Flutter Analysis. *Journal of Bridge Engineering*, volume 16, numéro 4, p. 546–557.

